ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 FÉVRIER 1939.

PRÉSIDENCE DE M. AUGUSTE BÉHAL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur GIUSEPPE CESÀRO, par M. **ALFRED LACROIX** (1).

Avec G. Cesàro, mort à Comblain-au-Pont (Belgique) le 20 de ce mois, disparaît le doyen des minéralogistes.

GIUSEPPE RAIMONDO PIO CESARO est né à Naples, le 7 septembre 1849. Ses humanités achevées (1865), son père l'envoie à l'Athénée de Liége, afin de lui permettre de se préparer au concours de l'École des Mines de l'Université de cette ville; c'est là qu'il apprend le français. L'année suivante, il entre à cette école.

A l'en croire, il y fut un élève irrégulier et quelque peu indiscipliné, se passionnant pour certaines sciences, en délaissant d'autres. A la fin de sa dernière année scolaire, son caractère, la maladie, des deuils de famille suivis de revers de fortune le font quitter l'école avec le seul titre de candidat-ingénieur. Pour achever ses études et gagner sa vie, il doit donner des leçons sur les sciences dans lesquelles il excelle : mathématiques, mécanique, physique, chimie, cristallographie, minéralogie. Il se dévoile alors remarquable professeur, doué d'un grand talent d'exposition, de simplicité, de clarté, d'élégance, encadré par un enthousiasme communicatif, rappelant plus la chaleur du soleil de son pays natal que les brumes du Nord.

Aussi, après de nombreuses années de professorat libre, rentre-t-il à l'Université de Liége, en janvier 1891, mais cette fois comme chargé de cours,

---

(1) Séance du 30 janvier 1939.

après avoir été dispensé du diplôme obligatoire de docteur ès sciences; en 1895, il est professeur extraordinaire et professeur ordinaire en 1900. Il va y faire toute sa carrière et, lorsqu'en 1919 il est atteint par la limite d'âge, promu émérite et remplacé par son élève M. Buttgenbach, il est prorogé dans son enseignement, jusqu'à la fin de 1921; il ne devait, d'ailleurs, pas cesser de fréquenter son cher laboratoire jusqu'à ses derniers jours.

Sa caractéristique a été la passion de l'observation et singulièrement de celle des minéraux cristallisés; il les aimait pour leur beauté, qu'il admirait en artiste autant qu'en homme de science, et par tout ce qu'il savait tirer de la connaissance de leurs formes géométriques et de leurs propriétés optiques. Il les maniait avec une habileté et une sorte de respect touchant. Observateur d'une extrême finesse, il recherchait la difficulté et avait une prédilection pour les cristaux de très petite taille qui lui fournissaient matière à des mesures de premier ordre.

Il n'était pas seulement naturaliste : on lui doit aussi des travaux de mathématique et de physique, mais ils ont été en général inspirés, non point par des intentions purement théoriques, mais par le désir ou le besoin d'éclairer et d'interpréter des faits d'observation (*Mémoire sur la géométrie du triangle et du tétraèdre, notamment en ce qui concerne les moments d'inertie, ainsi que les ellipses et les ellipsoïdes circonscrits; mémoires sur les macles; détermination du signe optique des cristaux; méthodes de mesure de leur réfringence et de leur biréfringence* etc.).

Quel que soit l'intérêt de ces travaux théoriques, la partie capitale de son œuvre consiste dans la description géométrique des minéraux. Le sol de la Belgique, peu étudié à ce point de vue jusqu'à lui, a fourni une riche moisson. Parmi ses très nombreuses publications, je citerai seulement comme caractéristique son *Mémoire sur la Calcite de Rhisnes*. De tous les minéraux, la calcite est celui qui est le plus riche en formes cristallines et les combinaisons de celles-ci varient à l'infini. Elles ont fait l'objet d'un nombre considérable de travaux.

Les formes isoscéloédriques n'avaient été trouvées, et assez rarement, qu'à l'état de combinaisons. Cesàro a découvert en Belgique un gisement, où de très nombreux cristaux de calcite se présentent sous la forme d'un isoscéloèdre existant seul ou accompagné de quelques formes accessoires. Il a fait de ce gisement une analyse très approfondie. A première vue, cette observation semble de peu d'importance, mais, en réalité, elle présente un grand intérêt. Elle montre que la fréquence des faces d'un cristal ne dépend pas

exclusivement de sa structure et que les conditions de la cristallisation ont à ce point de vue une importance considérable. C'est ainsi, par exemple, que la présence de traces très faibles de matières étrangères dans le milieu cristallogène a une influence considérable sur la nature et les variations de l'ordre de fréquence des faces. Des expériences de laboratoire, telles que celles de M. P. Gaubert, confirment cette manière de voir, mais l'exemple naturel de Rhisnes est particulièrement frappant.

Les derniers Mémoires de Cesàro ont été consacrés à de minutieuses recherches sur les formes, les orientations, les constantes optiques et sur la composition chimique des cristaux microscopiques des minéraux du Vésuve et de la Somma.

En terminant, je signalerai d'intéressants travaux d'une autre nature : descriptions d'espèces minérales nouvelles, synthèses minéralogiques par la voie humide, remarques sur la constitution chimique de certains groupes de minéraux et particulièrement sur les sulfures métalliques.

G. Cesàro avait reçu, en Belgique, la grande naturalisation en 1888 et tous les honneurs qui peuvent atteindre un homme de science. De bonne heure membre de l'Académie Royale de Belgique, il en a été deux fois le Directeur. Il était titulaire du prix décennal des Mathématiques appliquées (période 1894-1902).

En 1929, l'Université ayant organisé une cérémonie solennelle pour fêter ses 80 ans. Le duc de Brabant, aujourd'hui roi des Belges, tînt à la présider lui-même et à lui apporter la plaque de Grand-Officier de l'Ordre de Léopold, en témoignage d'estime et d'amitié pour le Maître que sa réputation d'éducateur et de savant avait fait choisir par le roi Albert Ier pour lui servir de professeur de Mathématiques.

G. Cesàro, très attaché à l'école minéralogique de notre pays et à ses méthodes, avait reçu de notre Académie le prix Gegner. Il était Correspondant pour la Section de Minéralogie depuis 1930.

L'Académie adresse à Madame Cesàro et à sa famille l'expression de toute sa sympathie pour le deuil cruel qui vient de la frapper.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Étude de l'ionosphère à Changhaï; observation de changements de fréquence des ondes réfléchies par les couches ionisées.* Note de M. **Pierre Lejay**.

Un poste émetteur de signaux courts, réglable de 4500 à 2500 kilocycles, a été monté à l'Observatoire de Zi-Ka-Wei. Deux tubes de 250 watts en parallèle actionnent un groupe d'antennes réglées de telle sorte que chacun des brins vibre en trois quarts d'onde pour une certaine bande de la gamme et soit, pour cette bande, sensiblement à un quart d'onde de hauteur au-dessus du sol. En régime continu, l'intensité dans l'antenne est de 0,5 à 1 ampère suivant la fréquence émise.

Le signal est produit par un contacteur tournant monté sur moteur synchrone, placé dans le circuit-plaque des lampes d'émission. Un condensateur est interposé entre le contacteur et les plaques : au moment de la fermeture du contact, un courant de plaque s'établit, les oscillations prennent naissance et durent tant que le condensateur se charge; puis le courant de plaque, et par suite les oscillations cessent; un peu plus tard, le contact tournant peut alors se rompre sans étincelle. En proportionnant la capacité du condensateur au courant de plaque des tubes (0,005 microfarad par 500 milliampères), on obtient un signal de l'ordre de 10^{-4} seconde. Le condensateur est shunté par un mégohm qui le décharge lentement dans l'intervalle entre deux contacts consécutifs. Avec ce dispositif l'alimentation-plaque peut être fournie par un simple transformateur, sans redressement.

Comme récepteur, nous avons utilisé provisoirement un superhétérodyne du commerce, en remplaçant les étages de basse fréquence par un étage à résistance de faible constante de temps (2.10^{-4} sec.). Ce récepteur, alimenté par une antenne en Γ de 40 mètres, est placé à deux mètres de l'émetteur. Pour en mesurer la sensibilité, un générateur d'ondes étalonné de David a été modifié : un contacteur tournant, donnant des signaux analogues à ceux de l'émetteur, ferme, pendant des temps très courts (10^{-4} sec.), la connexion entre l'hétérodyne et les bobines sinusoïdales de réduction. Ce moteur, alimenté à travers des filtres, est enfermé avec le contacteur dans un blindage étanche qui prolonge celui de l'hétérodyne. On peut donc, avec le générateur étalonné, attaquer l'aérien de réception dans les mêmes conditions que les signaux et mesurer ainsi, par la méthode classique, la force électromotrice induite par ceux-ci dans l'antenne.

Cette mesure est indispensable : beaucoup de résultats publiés comportent des appréciations négatives signalant des absences ou des disparitions d'échos, dans certaines conditions, sans indication de sensibilité de récepteur. Or c'est un fait d'expérience que l'accroissement de sensibilité fait apparaître souvent un nombre considérable d'échos indécelables avec une sensibilité moindre.

Les échos observés ici à l'oscillographe cathodique ou enregistrés cinématographiquement sont trop variables non seulement d'un jour à l'autre, d'une heure à l'autre, mais même à quelques minutes d'intervalle pour qu'on puisse en donner une étude détaillée dans une courte Note. Nous signalerons les résultats suivants :

Jamais aucun écho n'a été observé entre 10^h30^m et 15^h30^m avec un ensemble récepteur qui révélerait 10^{-4} volt dans l'antenne.

L'écho de la région E (100 kilomètres de hauteur) n'est apparu que rarement dans la bande indiquée plus haut et seulement le soir, entre 17^h et 22^h, contrairement aux résultats obtenus ailleurs dans la même bande. En été il n'a pas été observé.

Le matin, de 5^h à 7^h, il se trouve généralement un écho F, d'intensité moyenne (3 ou 4 millivolts), très stable, provenant d'une région presque toujours située entre 225 et 275 kilomètres.

Dans la soirée, au contraire, à partir de 18 heures, on voit apparaître graduellement de nombreux échos, correspondant à des hauteurs quasi périodiques. Il n'est pas rare d'observer 6 à 10 échos d'amplitude considérable (10 à 20 millivolts au moins). Il arrive qu'on puisse en compter une vingtaine.

L'amplitude de ces échos successifs n'obéit apparemment à aucune loi : en quelques secondes l'aspect se modifie parfois complètement; certains échos apparaissent ou croissent tandis que d'autres décroissent ou disparaissent. Il semble donc difficile d'admettre que ces échos successifs, dont les distances respectives ne sont d'ailleurs pas exactement des multiples d'un même nombre, soient dus à des réflexions multiples d'un même signal sur une seule couche ionisée et la terre. Dans cette hypothèse, en effet, l'absorption des échos devrait augmenter d'un écho au suivant et les amplitudes observées devraient décroître régulièrement.

Par ailleurs, il est facile de voir que tous ces échos ne sont pas toujours constitués par des ondes de même fréquence : en faisant osciller légèrement le condensateur d'hétérodyne du récepteur, on remarque que parfois les maxima d'amplitude des différents échos ne se trouvent

pas au même réglage. La différence d'accord atteint en certains cas 10 kilocycles. J'ai trouvé aussi en plusieurs occasions plusieurs maxima pour un écho déterminé, correspondant à des accords différant de quelques kilocycles.

L'enregistrement photographique de ces phénomènes fugitifs, qui ne durent généralement que quelques secondes, est plus difficile que l'observation directe, pendant laquelle on peut faire osciller le condensateur assez rapidement et par suite répéter les variations d'amplitude des échos un grand nombre de fois. Nous avons pu cependant à plusieurs reprises prendre des vues cinématographiques de la façon suivante : un moteur auxiliaire entraîne de façon continue les oscillations lentes du condensateur. Lorsqu'on observe des variations périodiques non simultanées des différents échos, on enclenche un engrenage qui relie l'appareil de prise de vues au même moteur. Huit vues sont prises par oscillation complète du condensateur. On constate sur le film que, à huit vues de distance, les images sont pratiquement superposables, tandis que d'une vue à l'autre les échos se modifient progressivement, l'un par exemple étant maximum quand un autre est minimum. On déduit de là que tous les échos n'ont pas toujours entre eux la même longueur d'onde et par conséquent n'ont pas toujours la longueur d'onde du signal, conclusion qui paraît importante pour l'explication du mécanisme de la réflexion.

Le fait qu'un même écho passe parfois par des maxima pour des réglages différents peut être rapproché de certains phénomènes de l'électrooptique. Il montre que l'onde réfléchie est alors divisée en plusieurs composantes de longueurs d'onde voisines, ayant subi dans l'ionosphère un même retard.

A l'appareillage décrit plus haut nous avons apporté récemment quelques perfectionnements. Le groupe d'antennes d'émission, compromis de médiocre rendement, a été remplacé par des cadres. Chaque cadre comporte une montée verticale d'un quart de longueur d'onde, un brin horizontal d'une demi-longueur d'onde, une descente verticale, reliée au sol par une résistance, d'un quart de longueur d'onde. Un tel aérien, non résonnant, ne rayonne que vers le zénith et rayonne convenablement pour une gamme de fréquences assez large. Un seul cadre suffit pour chacune des gammes de notre émetteur : trois cadres pour toute la bande 4500-2500 kilocycles. Le changement d'aérien a fait augmenter considérablement l'amplitude des échos observés.

Par ailleurs un superhétérodyne avec détection par diode a été monté, plus puissant que celui qui nous avait servi pour obtenir les résultats ci-dessus.

Avec cet ensemble les échos de jour ont apparu, généralement faibles et variables, du simple au décuple par exemple en quelques secondes.

Malgré l'accroissement du rayonnement vers le zénith, il ne semble pas que la force électromotrice induite dans l'aérien de réception dépasse jamais, pour ces échos du milieu du jour, quelques dixièmes de millivolt. On n'en observe généralement qu'un seul, rarement deux.

M. Auguste Chevalier fait hommage à l'Académie du Tome I de la *Flore vivante de l'Afrique Occidentale française*.

Cet Ouvrage dont il est l'auteur est publié sous les auspices du Gouvernement général de l'Afrique Occidentale française, et il sera continué avec la collaboration de la Chaire de Phanérogamie du Muséum et des travailleurs et correspondants du Laboratoire d'Agronomie coloniale. Il comprendra une vingtaine de tomes, et M. Chevalier a besoin de la collaboration de divers travailleurs pour que cet Ouvrage soit mené à bonne fin. Le territoire embrassé comprend non seulement nos Colonies de l'Afrique Occidentale française, mais aussi le Togo, le Cameroun nord, l'Oubangui-Chari-Tchad, le Sahara français, soit au total près de 7 millions de kilomètres carrés, 12 fois l'étendue de la France.

M. Chevalier a parcouru lui-même pendant 30 années la plupart de ces territoires; il a recueilli la plus grande partie des espèces, il a noté sur place leurs particularités biologiques et écologiques (d'où le nom de *Flore vivante* qu'il donne à l'Ouvrage); ce travail de prospection est continué aujourd'hui par une équipe de jeunes botanistes coloniaux dont les recherches prendront place dans les futurs volumes.

Une tâche considérable a déjà été accomplie dans l'exploration botanique de notre empire tropical africain, mais elle est loin d'être achevée : il reste encore certainement beaucoup de découvertes importantes à faire, notamment dans la grande forêt dense et dans les régions montagneuses. Ce travail n'intéresse pas seulement les hommes de science, mais aussi les agronomes et colons, aussi une place aussi importante que possible a-t-elle été faite aux plantes cultivées et aux plantes spontanées fournissant des produits utiles à l'Homme. M. Chevalier espère que ce travail ira encore en s'améliorant par la suite, grâce aux recherches qui se poursuivent.

Le R. P. **P. Lejay** [1], Directeur de l'Observatoire de Zi-Ka-Wei, par l'organe de M. G. Perrier, fait hommage à l'Académie de deux brochures donnant le résultat des observations gravimétriques qu'il a exécutées dans l'Extrême-Orient et dans le Proche-Orient à l'aide du pendule Holweck-Lejay.

En Extrême-Orient, de février 1933 à juillet 1935, 323 mesures ont été exécutées, savoir :

19 à l'aller sur le trajet Marseille-Changhaï,
33 dans le nord de la Chine,
2 sur le bas Yang-Tsé-Kiang,
44 sur les côtes sud de la Chine,
34 aux Philippines, en Malaisie et aux Indes Néerlandaises,
34 au Cambodge,
67 dans le centre de la Chine,
21 dans le sud-ouest de la Chine,
64 au Tonkin, au Laos et en Annam,
5 stations au retour sur le trajet Saïgon-Paris.

Ce travail a permis d'établir des cartes d'égales anomalies de la pesanteur pour l'Indochine, la Chine et l'Archipel Malais.

Dans le Proche-Orient, le R. P. Lejay s'est arrêté quelques semaines à la fin de 1936 en rejoignant son poste à Changhaï. Il a occupé 58 stations dans les États du Levant sous Protectorat français en poursuivant ses déterminations jusque bien au delà de l'Euphrate. Il a pu ainsi dresser la carte gravimétrique de cette vaste région.

Aussi bien au Levant qu'en Extrême-Orient, le Père Lejay a déduit des anomalies de la pesanteur observée d'intéressantes conséquences sur la géologie et la tectonique des régions parcourues.

Ces travaux, poursuivis dans des régions où il n'existait encore rien ou presque rien comme déterminations d'intensité de la pesanteur, n'ont pu être menés à bonne fin que par l'emploi de l'appareil dû à la collaboration de M. Holweck, maître de Conférences à la Sorbonne, et du R. P. Lejay, le gravimètre Holweck-Lejay, dont l'usage se répand de plus en plus.

205 déterminations que le R. P. Lejay a exécutées l'an dernier au cours d'une nouvelle campagne dans les Iles Philippines feront prochainement l'objet d'un Mémoire analogue aux deux Mémoires présentés aujourd'hui.

---

[1] Séance du 23 janvier 1939.

Sir **William Bragg** fait hommage à l'Académie de son *Allocution présidentielle* à la réunion annuelle de la *Royal Society*, le 30 novembre 1938.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** invite l'Académie à désigner un Membre pour chacune des Sections de Mathématiques; Mécanique, Statistique et Astronomie; Physique; Chimie; Biologie; Médecine; Sciences Naturelles du *Conseil Supérieur de la Recherche scientifique*, qui doit être renouvelé dans le courant de l'année 1939.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Georges Bruhat. *Les Étoiles* (présenté par M. A. Cotton).
2° K. J. Loukachev. *Région des glaces éternelles* (en langue russe).
3° A. Courtier. *Marées.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur le problème des moments.* Note de M. **Joseph Marcinkiewicz**, présentée par M. Émile Borel.

1. Étant donnée une suite quelconque c_n, le problème d'existence et d'unicité d'une variable aléatoire X satisfaisant aux conditions $\mathcal{E}(X^n)=c_n$ a été résolu d'une manière complète par M. H. Hamburger [1]. Malheureusement l'application du théorème de M. Hamburger présente des difficultés considérables. Nous croyons donc qu'un certain intérêt s'attache au

Théorème I. — *Étant donnée une suite $\{A_n\}$ de nombres positifs, pour que toute variable aléatoire X vérifiant les conditions*

$$(1) \qquad \mathcal{E}(A^n)\leqq A_n \qquad (n=1, 2, \ldots)$$

soit définie d'une façon univoque par la suite de ses moments, il faut et il

[1] *Math. Ann.*, **81**, 1920, p. 235-319; **82**, 1921, p. 120-164 et 168-187.

suffit que l'on ait

$$(2) \qquad \Sigma B_n^{-1} = \infty \qquad \text{où} \qquad B_m = \underset{m \geq n}{\text{borne inf}}\, A_n^{1/n}.$$

La suffisance de la condition (2) est connue ([1]). D'autre part, si (2) tombe en défaut on peut trouver ([2]) une fonction $h(x)$ définie dans l'intervalle $(-1, +1)$, s'annulant avec toutes ses dérivées dans le point zéro et satisfaisant aux conditions $|h^{(n)}(x)| \leq A_n$ $(-1 \leq x \leq 1, n = 1, 2, 3, \ldots)$. On vérifie facilement que la fonction $f(x) = h(1 - x^2)$, s'annulant avec ses dérivées dans les points $x = \pm 1$, vérifie les inégalités

$$|f^{(n)}(x)| \leq K^n A_n \qquad (K = \text{const.}, -1 \leq x \leq 1, n = 1, 2, \ldots).$$

Posons

$$f(x) = 0 \quad \text{pour} \quad |x| > 1 \quad \text{et} \quad \varphi(x) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f(x-t) f(t)\, dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t)\, dt},$$

La fonction $\varphi(x)$ est évidemment une fonction caractéristique d'une variable aléatoire Y symétrique satisfaisant aux conditions $\mathcal{E}(Y^n) \leq K^n A_n$.

Posons $X = Y/K$. La fonction caractéristique de X est $\varphi(x/K)$, donc elle s'annule pour $|x| > 2K$. La fonction $\varphi_1(x) = \varphi(x)$ pour $|x| \leq 2K$ et de période $2K$ est encore une fonction caractéristique d'une certaine variable aléatoire X_1. On a $\mathcal{E}(X^n) = \mathcal{E}(X_1^n)$, ce qui prouve notre théorème. On voit encore que *la condition* (2) *est nécessaire et suffisante pour qu'on puisse trouver une variable aléatoire* X *satisfaisant aux inégalités* (1) *et dont la fonction caractéristique s'annule en dehors d'un certain intervalle*, et par conséquent la même condition est nécessaire et suffisante pour que la division soit univoque dans la classe de variables aléatoires satisfaisant aux conditions (1). Remarquons que (1) *est encore une condition nécessaire et suffisante pour que la convergence dans un intervalle fini* $(-\Delta, \Delta)$ *d'une suite quelconque* $\{\varphi_n(x)\}$ *de fonctions caractéristiques vers une fonction caractéristique* $\varphi(x)$ *d'une variable aléatoire* X, *entraîne la convergence uniforme de* $\{\varphi_n(x)\}$ *vers* $\varphi(x)$ *dans tout intervalle fini dès que la variable aléatoire* X *satisfait aux conditions* (1).

2. La même méthode permet de donner toute une série d'exemples de

---

([1]) T. Carleman, *Fonctions quasi analytiques*, Paris, 1926, p. 80-81.

([2]) P. 61.

variables aléatoires pour lesquelles le problème de moments n'est pas univoque. Nous citons le

Théorème II. — *Soit* X *une variable aléatoire dont la fonction de densité de probabilité* $p(x)$ *vérifie la condition* $p(x) \geq K e^{-|x|^s}$ $(s < 1)$. *Il existe une variable aléatoire* $X_1 \neq X$ *telle que* $\mathcal{E}(X^n) = \mathcal{E}(X_1^n)$.

Ce théorème est connu (⁴) pour $s < 1/2$.

En appliquant le théorème de Cauchy on trouve facilement

$$(3) \qquad |\varphi^{(n)}(x)| \leq A^n n^{n\left(1+\frac{1}{r}\right)} \qquad (-1 \leq x \leq 1) \quad \text{où} \quad \varphi(x) = \exp(1 - x^2)^{-r}.$$

En posant

$$f(x) = \int_{-1}^{+1} \varphi(t) e^{-\frac{ixt}{\varepsilon}} dt, \qquad r = \frac{s}{1-s},$$

on voit facilement d'après (3) que $|f(x)| \leq K/2 e^{-|x|^s}$ dès que ε est suffisamment petit. Soit $h(x) = \varphi(x+2)$ pour $-3 \leq x \leq -1$ et $h(x) = \varphi(x-2)$ pour $1 \leq x \leq 3$ et $h(x) = 0$ en dehors de ces deux intervalles. En ajoutant la fonction $h(x)$ à la fonction caractéristique de la variable X on obtient encore une fonction caractéristique. La variable aléatoire correspondante admet d'une façon évidente les mêmes moments que la variable X.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Lois de Mendel et homogamie.* Note de M. **Gustave Malécot**, présentée par M. Émile Borel.

Nous avons résumé (¹) le problème des corrélations entre parents, pour des caractères résultant de l'addition des effets de facteurs mendéliens, et sous l'hypothèse d'accouplements se produisant au hasard des rencontres, ce qui entraînait l'indépendance des facteurs. Pour tenir compte maintenant de la tendance qu'ont les conjoints à se choisir suivant leur ressemblance, nous partirons de l'hypothèse suivante, voisine de celle qu'a proposée R. A. Fisher (²) : si l'on désigne par x le caractère considéré (mesuré à partir de sa valeur moyenne comme origine) et si les fréquences dans la population des groupes d'individus de valeurs x_1 et x_2 sont Π_1 et Π_2, la fréquence des accouplements entre ces deux groupes est

$$(1) \qquad \Pi_1 \Pi_2 (1 + \lambda x_1 x_2).$$

(⁴) P. Lévy, *Prace mat. fiz.*, **39**, 1932, p. 19-28.

(¹) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 153 et 404.

(²) *Trans. R. S. of Edinburgh*, **52**, 1918, p. 410 et suivantes.

Nous pouvons montrer alors que cette fréquence conserve la même expression si x_1 et x_2 sont, non plus les valeurs communes des individus des deux groupes, mais seulement leurs valeurs moyennes. Il est commode de représenter cette expression (1) par la notation $\Pi_1 \star \Pi_2$, le produit symbolique $\star$ étant commutatif et distributif.

Pour caractériser la liaison que cette *homogamie* introduit entre les divers facteurs mendéliens concourant au caractère x, nous désignons par (11), (12), (13), (21), etc., les fréquences avec lesquelles sont associées chez un même individu les trois phases possibles de deux facteurs; et par (**11**), (**13**), (**31**), (**33**) les fréquences avec lesquelles sont associés dans une même gamète les deux états possibles des deux gènes correspondants

$$\left[(\mathbf{11}) = (11) + \frac{(12)}{2} + \frac{(21)}{2} + \frac{(22)}{4} + \ldots\right].$$

Posons $(\mathbf{11}) + (\mathbf{13}) = (\mathbf{10}) = p$, $(\mathbf{30}) = q$, etc. Il résulte des lois de Mendel que les proportions p, q de chaque gène restent constantes au cours des générations, et que, quand la composition de la population est stabilisée, on a

$$(2)\quad \begin{cases} (\mathbf{11}) = (\mathbf{10}) \star (\mathbf{01}) = pp'(1 + \lambda_{\mathrm{TT'}}), \quad (\mathbf{13}) = (\mathbf{10}) \star (\mathbf{03}) = pq'(1 + \lambda_{\mathrm{TS'}}), \quad \ldots, \\ (11) = (\mathbf{11}) \star (\mathbf{11}), \quad (12) = 2(\mathbf{11}) \star (\mathbf{13}), \quad \ldots. \\ (10) = (\mathbf{10}) \star (\mathbf{10}) = p^2(1 + \lambda_{\mathrm{T^2}}), \quad \ldots. \end{cases}$$

Pour analyser le rôle de la dominance, nous généralisons l'ajustement par moindres carrés défini dans nos Notes; nous distinguons dans x un *résidu de dominance* D et une *partie génétique* z choisie de manière à rendre minimum $M(D^2)$. On a alors $M(zD) = 0$, donc

$$M(x^2) = M(z^2) + M(D^2).$$

Nous déduisons des formules (2) une expression simple de ces dernières variances en supposant *négligeables* λ^2 *et* λn, n étant le nombre de facteurs qui interviennent (supposés du même ordre de grandeur). On a alors, en désignant par β^2 et ε^2 la variance de la partie génétique et du résidu de dominance de chaque facteur,

$$(3)\qquad M(z^2)[1 - \lambda M(z^2)] = \Sigma\beta^2, \qquad M(D^2) = \Sigma\varepsilon^2.$$

Le coefficient de corrélation entre les caractères x des deux conjoints résulte immédiatement de (1); c'est $m = \lambda M(x^2)$.

Si l'on considère chez deux conjoints les *parties génétiques* z, leur

coefficient de corrélation est de même $A = \lambda M(z^2) = \delta^2 m$, δ^2 désignant le rapport de la variance génétique à la variance totale.

On peut déduire de là les corrélations pour les types simples de parenté.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une classe de transformations des formules de sommabilité.* Note de M. F. SUNYER I BALAGUER, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Soit $f_0(z) \equiv b_0 + b_1 z + b_2 z^2 + \ldots$ un élément de la fonction analytique $f(z)$; le rayon de convergence de $f_0(z)$ sera supposé > 0, mais complètement arbitraire, d'ailleurs.

Alors l'intégrale

$$F(z) = \int_0^\infty f\left[\frac{x\,\varphi(t,\varepsilon)}{\varphi_1(\alpha)}\right]\frac{\varphi'(t,\varepsilon)}{\varphi(t,\varepsilon)-\varphi_1(\alpha)}\,dt$$

$$\left[\varphi(t,\varepsilon) = 1 - \frac{\cos(2\pi t - i\varepsilon)}{\cos i\varepsilon} \quad (\varepsilon > 0), \qquad \varphi_1(\alpha) = 2 - \alpha \quad (2 > \alpha > 0)\right],$$

calculée suivant le chemin rectiligne, sera une branche de fonction analytique [1] développable autour de l'origine par la série de Taylor, sous la forme $a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + \ldots$ (où $a_0 = 0$). Cette branche peut être représentée dans son étoile rectiligne, ou étoile A de Mittag-Leffler, par une foule d'expressions composées avec z, a_0, a_1, ..., expressions avec 1, 2, 3, ou plus, passages à la limite [voir par exemple A. Buhl, *Séries analytiques. Sommabilité* (Mém. des Sc. Math., fasc. VII)].

Soit

$$\lim_{n_1 \succ g_1} \ldots \lim_{n_h \succ g_h} \psi_{n_1, n_2, \ldots, n_h}(z, a_0, a_1, \ldots, a_{n_r}) \qquad (g_r = \infty)$$

une des méthodes de sommabilité que nous venons de citer. Si z est dans l'étoile A de $F(z)$, nous aurons

$$F(z) = \lim_{n_1 \succ g_1} \ldots \lim_{n_h \succ g_h} \psi_{n_1, n_2, \ldots, n_h}(z, a_0, a_1, \ldots, a_{n_r}).$$

Attendu que a_n est une fonction linéaire de b_0, $b_1 x$, ..., $b_{n-1}x^{n-1}$, dans laquelle les coefficients dépendent de α et de ε, on peut écrire

$$\psi_{n_1, n_2, \ldots, n_h}(z\, a_0, a_1, \ldots, a_{n_r}) = \beta_{n_1, n_2, \ldots, n_h}(z, x, \alpha, \varepsilon, b_0, \ldots, b_{n_r - 1}),$$

---

[1] Naturellement, cette intégrale doit être calculée en prenant la valeur de $f\{[x\varphi(t,\varepsilon)]/\varphi_1(\alpha)\}$, obtenue en prolongeant analytiquement $f_0\{[x\varphi(t,\varepsilon)]/\varphi_1(\alpha)\}$ suivant le chemin d'intégration.

et partant

$$F(z) = \lim_{n_1 \to g_1} \ldots \lim_{n_h \to g_h} \beta_{n_1, \ldots, n_h}(z, x, \alpha, \varepsilon, b_0, \ldots, b_{n_r} - 1).$$

2. Si x est dans l'étoile A de $f_0(z)$, on voit facilement, que pour des valeurs suffisamment petites de α et de ε, l'ellipse décrite par la variable $y = x\varphi(t, \varepsilon) \varphi_1(\alpha)$, quand t décrit le segment réel $(0, 1)$, est complètement à l'intérieur de l'étoile A de $f_0(z)$, et partant, le point $z = 1$ appartiendra à l'étoile A de $F(z)$. Ceci posé, on voit facilement, en appliquant la formule de Cauchy, que, si x appartient à l'étoile A de $f_0(z)$, on aura

$$(1) \qquad \begin{cases} f_1(x) = \dfrac{1}{2\pi i} \lim\limits_{\varepsilon \to 0} \lim\limits_{\alpha \to 0} F(1) = \dfrac{1}{2\pi i} \lim\limits_{\varepsilon \to 0} \lim\limits_{\alpha \to 0} \lim\limits_{n_1 \to g_1} \ldots \lim\limits_{n_h \to g_h} \beta_{n_1, n_2, \ldots, n_h} \\ \qquad\qquad (1, x, \alpha, \varepsilon, b_0, \ldots, b_{n_r} - 1), \end{cases}$$

$f_1(x)$ étant la valeur de $f(x)$ obtenue en prolongeant analytiquement $f_0(z)$ de l'origine à x en suivant le chemin rectiligne.

Nous avons donc obtenu une nouvelle méthode de sommabilité dans l'étoile d'holomorphie. On voit que cette méthode est plus compliquée, quant au nombre de passages à la limite, que celle de laquelle on est parti, car elle contient deux passages à la limite de plus. Mais il est facile de voir qu'on peut joindre les deux derniers passages à la limite en faisant dépendre α et ε d'une même variable. De plus, il peut arriver pour des méthodes ψ, qu'on puisse, dans la formule (1), joindre un nombre plus grand de passages à la limite et, aussi, qu'on puisse réduire la formule (1) à une série simple de polynomes. Toutes ces possibilités je pense les discuter, avec plus de détails, dans un autre travail.

3. La méthode de sommabilité de la formule (1) converge, comme nous avons vu, dans l'étoile rectiligne de $f_0(z)$; mais on ne peut pas affirmer qu'elle diverge au dehors. On voit, au contraire, que la méthode converge encore, mais non vers $f_1(x)$, quand x est sur l, si l est, par exemple, un segment rectiligne appartenant à la frontière de l'étoile A de $f_0(z)$ et satisfaisant aux trois conditions suivantes : *a.* dans un voisinage suffisamment petit de l n'existent que des points intérieurs à l'étoile A de $f_0(z)$ et des points de la droite qui contient l; *b.* on peut prolonger $f_1(z)$ en traversant l par un point quelconque, et dans le sens suivant lequel l'argument de z croît; *c.* après ce prolongement on retrouve $f_1(z)$.

4. Si, au lieu de partir de $F(z)$, nous partons de

$$F_1(z) = \int_0^z \left[f\left(\frac{x\varphi(t, \varepsilon)}{\varphi_1(\alpha)}\right) \frac{1}{\varphi(t, \varepsilon) - \varphi_1(\alpha)} - f\left(\frac{x\varphi(t, \varepsilon)}{\varphi_1(-\alpha)}\right) \frac{1}{\varphi(t, \varepsilon) - \varphi_1(-\alpha)} \right] \varphi'(t, \varepsilon)\, dt.$$

nous obtiendrons des méthodes de sommabilité convergentes vers $f_1(x)$ inclus, quand x est sur les segments l de l'exemple du paragraphe précédent. Plus encore, avec une condition sur le domaine d'holomorphie de la branche de $f(z)$, qu'on obtient en prolongeant $f_1(z)$ à travers de l, dans le sens suivant lequel croît l'argument de z, la formule (1) reste encore valable sur l sans la condition c du paragraphe 3. Mais alors la formule (1) doit s'écrire

$$f_d(x) = \frac{1}{2\pi i} \lim_{\varepsilon \to 0} \lim_{\alpha \to 0} F_1(1).$$

en désignant par $f_\alpha(x)$ la valeur de $f(x)$ qu'on obtient en prolongeant analytiquement $f_0(z)$ de l'origine au point x, en suivant un chemin à droite du chemin rectiligne et infiniment prochain à celui-ci.

5. On peut évidemment, en changeant dans $F(z)$ et $F_1(z)$ la signification de $\varphi(t, \varepsilon)$ et $\varphi_1(\alpha)$, obtenir, en partant de formules de sommabilité valables dans l'étoile rectiligne, des formules valables dans des étoiles curvilignes. Par exemple, on peut prendre dans $F(z)$

$$\varphi(t, \varepsilon) = 1 - \cos 2\pi t - i[1 + \varepsilon(1 - 2t)] \sin^2 2\pi t,$$
$$\varphi_1(\alpha) = 2 - \alpha - i(2\alpha - \alpha^2).$$

ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES. — *Sur la compatibilité des points singuliers stables des équations différentielles algébriques.* Note de M. **Vladimir A. Kostitzin**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Soit

(1) $$q'_i = f_i(q_1, q_2, \ldots, q_m) \qquad (i = 1, 2, \ldots, m)$$

un système d'équations différentielles, les fonctions f_i étant des polynomes en $q_1, q_2, \ldots, q_m$ d'ordre quelconque. MM. Lagoutinsky (1), Appelrot (2) et Petrovitch (3) ont montré que par les opérations élémentaires on peut toujours donner au système (1) la forme canonique

(2) $$p'_i = p_i L_i = \Phi_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

---

(1) *Rec. Math. Moscou*, 27, 1909, p. 420-423 (en russe).
(2) *Rec. Math. Moscou*, 32, 1922, p. 9-21 (en russe).
(3) *Publ. Math. Univ. Belgrade*, 6, 1937, p. 290-325.

L_i étant une expression linéaire à coefficients constants

$$(3)\qquad L_i = \varepsilon_i - \sum_{k=1}^{n} \mu_{ik} p_k \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

et l'ordre n du système (2) étant égal ou supérieur à l'ordre m du système (1). Or, le système (2) n'est pas autre chose que le système d'équations de la lutte pour la vie Lotka-Volterra, et ainsi l'étude de ce problème biologique acquiert un intérêt analytique considérable.

Désignons par $D = D(1, 2, \ldots, n) = |\mu_{ik}|$ le déterminant des expressions linéaires L_i, par $D(i_1, i_2, \ldots, i_k)$ le mineur diagonal formé par les éléments se trouvant à l'intersection des lignes d'ordre $i_1, i_2, \ldots, i_k$ et les colonnes d'ordre $i_1, i_2, \ldots, i_k$, et par $E_h\{D(i_1, i_2, \ldots, i_k)\}$ le résultat du remplacement de la colonne i_h de ce mineur par les nombres $\varepsilon_{i_1}, \varepsilon_{i_2}, \ldots, \varepsilon_{i_k}$. Supposons que le déterminant D, tous ses mineurs diagonaux et tous les $E_h\{\ldots\}$ soient différents de zéro. Dans ce cas, le nombre des points singuliers du système (2) est égal à 2^n. Caractérisons ces points par le nombre, que nous appelons *ordre*, de coordonnées non nulles : le nombre de points d'ordre k est égal à

$$(4)\qquad \nu_k = \frac{n!}{k!(n-k)!}.$$

Étudions la stabilité d'un de ces points, par exemple du point

$$(5)\qquad p_h = \frac{E_h\{D(1, 2, \ldots, k)\}}{D(1, 2, \ldots, k)} \quad (h = 1, 2, \ldots, k), \qquad p_h = 0 \quad (h \neq 1, 2, \ldots, k).$$

Formons les dérivées partielles

$$(6)\qquad \frac{\partial \Phi_j}{\partial p_s} = 0 \qquad (j \neq 1, 2, \ldots, k, s),$$

$$(7)\qquad \frac{\partial \Phi_j}{\partial p_s} = -\mu_{js} p_j \qquad (j = 1, 2, \ldots, k),$$

$$(8)\qquad \frac{\partial \Phi_j}{\partial p_j} = \varepsilon_j - \sum_{q=1}^{k} \mu_{jq} p_q = \frac{E_j\{D(1, 2, \ldots, k, j)\}}{D(1, 2, \ldots, k)} \qquad (j \neq 1, 2, \ldots, k).$$

En vertu de ces relations, l'équation caractéristique se réduit à $n - k$ équations linéaires

$$(9)\qquad \rho - \frac{E_j\{D(1, 2, \ldots, k, j)\}}{D(1, 2, \ldots, k)} = 0 \qquad (j \neq 1, 2, \ldots, k)$$

et à l'équation de l'ordre k

$$(10) \qquad \begin{vmatrix} \rho+\mu_{11}p_1 & \mu_{12}p_1 & \dots & \mu_{1k}p_1 \\ \mu_{21}p_2 & \rho+\mu_{22}p_2 & \dots & \mu_{2k}p_2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mu_{k1}p_k & \mu_{k2}p_k & \dots & \rho+\mu_{kk}p_k \end{vmatrix} = 0.$$

On en tire les conditions suivantes nécessaires à la stabilité du point singulier (5)

$$(11) \qquad p_1 p_2 \dots p_k D(1, 2, \dots, k) > 0,$$

$$(12) \qquad \frac{E_j\{D(1, 2, \dots, k, j)\}}{D(1, 2, \dots, k)} < 0 \qquad (j \neq 1, 2, \dots, k).$$

Nous n'utilisons pas les autres conditions de stabilité résultant de l'équation caractéristique (10). Supposons, sans restreindre la généralité, conformément à l'interprétation biologique des équations (2), que toutes les coordonnées non nulles soient positives et que le point (5) se trouve dans la partie positive de l'espace $(p_1, p_2, \dots, p_n)$ ou sur sa frontière. Dans ces conditions les équations (11) et (12) deviennent

$$(13) \qquad D(1, 2, \dots, k) > 0.$$

$$(14) \qquad E_j\{D(1, 2, \dots, k, j)\} < 0 \qquad (j \neq 1, 2, \dots, k)$$

et l'on a, d'autre part,

$$(15) \qquad E_h\{D(1, 2, \dots, k)\} > 0 \qquad (h = 1, 2, \dots, k).$$

Or le déterminant (14) n'est pas autre chose que le numérateur de l'expression analogue à (5) représentant une des coordonnées non nulles d'un point singulier d'ordre $(k+1)$. Si ce point singulier était positif et stable, le déterminant $D(1, 2, \dots, k, j)$ devrait être positif ainsi que le déterminant (14). Or, en vertu de (14), ce dernier déterminant est négatif. Donc, ou bien ce point singulier d'ordre $(k+1)$ est positif, et alors il est instable, ou bien il est stable, et alors il ne se trouve ni dans la région positive, ni sur sa frontière. Ce raisonnement est valable pour tous les $j \neq 1, 2, \dots, k$; par conséquent, la stabilité d'un point singulier positif d'ordre k à coordonnées non nulles $p_{i_1}, p_{i_2}, \dots, p_{i_k}$ est incompatible avec la stabilité de tous les points positifs à coordonnées non nulles $p_{i_1}, p_{i_2}, \dots, p_{i_k}, p_j$; d'autre part, cette stabilité est incompatible avec celle de tous les points singuliers positifs d'ordre $(k-1)$ à indices choisis parmi $i_1, i_2, \dots, i_k$. Il en résulte que la stabilité d'un point singulier positif d'ordre k

a comme conséquence l'instabilité ou l'absence de la partie positive de l'espace, de n points singuliers, dont k d'ordre $(k-1)$ et $(n-k)$ d'ordre $(k+1)$. Ces résultats peuvent être facilement généralisés si l'on tient compte d'autres conditions de stabilité non utilisées dans cette Note.

FONCTIONS D'UNE VARIABLE RÉELLE. — *Sur les inégalités entre les maxima des dérivées successives d'une fonction.* Note de M. **Henri Cartan**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Nous disons que $f(x)$, indéfiniment dérivable sur un intervalle I, appartient à la classe $\{A_n\}$ si à tout $x_0 \in I$ on peut associer un ρ fini et un voisinage $V(x_0)$, de manière que les inégalités $|f^{(n)}(x)| \leq \rho^n A_n$ aient lieu en tout point x de I qui appartient à $V(x)$. Cette définition coïncide avec celle donnée par Hadamard et Denjoy dans le cas où l'intervalle I est *fini et fermé*.

Pour chaque intervalle (fini ou infini, ouvert ou fermé) se pose un *problème d'équivalence* (Carleman) : à quelles conditions doivent satisfaire les coefficients A_n et A'_n de deux classes pour que la classe $\{A_n\}$ soit contenue dans la classe $\{A'_n\}$? Il est indispensable de préciser la nature de l'intervalle considéré, comme on va le voir.

2. Au sujet de ce problème, qui a déjà été étudié par divers auteurs [1], j'ai obtenu quelques résultats dont les démonstrations paraîtront dans un autre Recueil.

Théorème I. — *Soit* $\{A_n\}$ *une classe qui contient toutes les fonctions analytiques* [ce qui s'exprime par la condition

$$(1) \qquad \varlimsup_{n\to\infty}\left(\frac{A_n}{n!}\right)^{\frac{1}{n}} > 0 \Bigg].$$

Pour qu'une classe $\{A'_n\}$ *contienne la classe* $\{A_n\}$ *sur un intervalle* OUVERT, *il*

---

[1] Avant tout, S. Mandelbrojt [*Séries de Fourier et classes quasi analytiques* (Collection Borel, 1935), p. 91-100], puis Gorny (*Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1245). Mania (*Math. Zeitschrift*, **42**, 1937, p. 700) s'est aussi occupé de ce problème; mais les résultats qu'il a cru établir pour l'intervalle fermé ne valent en réalité que pour l'intervalle ouvert, par suite d'une inadvertance dans une démonstration.

faut et il suffit que l'on ait

$$\overline{\lim_{n\to\infty}}\left(\frac{\overline{A}_n}{A'_n}\right)^{\frac{1}{n}} < +\infty. \tag{2}$$

$\overline{A}_n$ désigne le terme général de la suite *rectifiée*, c'est-à-dire de la plus grande des suites B_n telles que $B_n \leqq A_n$ et que $\log B_n$ soit fonction convexe de n.

La condition (2) est *nécessaire*, en vertu des résultats de Mandelbrojt [2]. Nous montrons qu'elle est *suffisante* en prouvant que, *sur tout intervalle ouvert, les classes* $\{A_n\}$ *et* $\{\overline{A}_n\}$ *sont identiques chaque fois que la condition* (1) *est remplie*. Ce résultat n'est pas valable pour un intervalle *fermé*, comme on le voit sur un exemple.

Théorème II. — *Soit* $\{A_n\}$ *une classe qui contient toutes les fonctions analytiques, et telle que l'égalité* $A_n = \overline{A}_n$ *ait lieu pour une suite* $\{n_i\}$ *d'indices telle que* n_{i+1}/n_i *soit borné. Pour qu'une classe* $\{A'_n\}$ *contienne la classe* $\{A_n\}$, *il faut et il suffit* (quel que soit l'intervalle considéré) *que la condition* (2) *soit remplie.*

Nous dirons qu'une classe $\{B_n\}$ est *régulière* [3] si $\log(B_n/n!)$ est une fonction convexe de n; une telle classe contient la classe analytique. On voit facilement que si une classe rectifiée $\{A_n\}$ est identique à une classe régulière, le rapport n_{i+1}/n_i est borné pour la classe $\{A_n\}$. D'où :

Théorème II *bis*. — *Pour qu'une classe* $\{A_n\}$ *soit identique à une classe régulière* $\{B_n\}$, *il faut et il suffit* (quel que soit l'intervalle considéré) *que l'on ait*

$$0 < \underline{\lim}\left(\frac{A_n}{B_n}\right)^{\frac{1}{n}} \leqq \overline{\lim}\left(\frac{\overline{A}_n}{B_n}\right)^{\frac{1}{n}} < +\infty.$$

En particulier : *pour qu'une classe* $\{A_n\}$ *soit identique à la classe* $\{n!\}$, *il faut et il suffit que soit remplie, outre la condition* (1), *la condition*

$$\overline{\lim}\left(\frac{A_n}{n!}\right)^{\frac{1}{n}} < +\infty. \tag{3}$$

Cette condition se transforme aisément

---

(2) *Loc. cit.*, p. 91-92.

(3) Ce type de classe a déjà été considéré, notamment par Mania (*loc. cit.*) et P. Flamant (*Journal de Math.*, 9e série, 16, 1937, p. 375-420). Il m'a paru commode d'employer l'épithète de *régulière* pour une telle classe.

Théorème III. — *Pour qu'une classe* $\{A_n\}$ *contienne toutes les fonctions analytiques et pas d'autres fonctions, il faut et il suffit qu'il existe un* σ *et un* ρ, *positifs et finis, tels que l'on ait*

1° $A_n \geq \sigma^n\, n\,!$ *pour tout* $n > 0$;

2° $A_{n_i} \leq \rho^{n_i}\, n_i!$ *pour une suite infinie* $\{n_i\}$,

telle que n_{i+1}/n_i *soit borné.*

3. Je déduis les résultats ci-dessus d'inégalités relatives aux maxima d'une fonction et de deux de ses dérivées. Ces inégalités diffèrent, sans doute, peu de celles dont Gorny [4] s'est servi pour des questions analogues, sans les publier explicitement. On les établit en partant d'inégalités de S. Bernstein et Markoff [5] relatives aux dérivées des polynomes.

Lemme. — *Soit* $f(x)$ p *fois dérivable sur un intervalle fermé fini* I, *avec*

$$|f(x)| \leq M_0, \qquad |f^{(p)}(x)| \leq M_p \qquad \textit{pour } x \in \mathrm{I}.$$

Soit k *un entier* $< p$. *On a, au milieu* x_0 *de l'intervalle* I,

$$|f^{(k)}(x_0)| < 2\, e^k\, M_0^{1-\frac{k}{p}}\, M_p'^{\frac{k}{p}} \tag{4}$$

et, pour tout $x \in \mathrm{I}$,

$$|f^{(k)}(x)| < 2\left(\frac{e^2 p}{k}\right)^k M_0^{1-\frac{k}{p}}\, M_p'^{\frac{k}{p}}, \tag{5}$$

M_p' *désignant la plus grande des quantités* M_p *et* $p!\, M_0\, \alpha^{-p}$. *On désigne par* α *la demi-longueur de* I *dans le cas* (4), *la longueur de* I *dans le cas* (5).

BALISTIQUE EXTÉRIEURE. — *Les deux équations de Mayevski. Remarque sur l'emploi exclusif de la seconde.* Note de M. **Robert d'Adhémar**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Adoptons les notations et les axes utilisés antérieurement [1]. En particulier, ψ est l'angle d'Euler, J désigne la valeur absolue de la vitesse d'abaissement de la tangente, P est une expression déduite de celle du

---

[4] Gorny, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1245 et 1872.

[5] Voir S. Bernstein, *Leçons sur les propriétés extrémales* etc. (Collection Borel, 1926), p. 28-46.

[1] *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 771; 204, 1937, p. 848; 206, 1938, p. 647.

moment de la poussée de l'air, Q désigne la fonction de Mayevski, et l'on a

$$P = JQ.$$

Pour exprimer que Y est petit, ou négligeable par rapport à X, employons le symbole suivant, $Y = \beta(X)$.

1. Posons

$$p = 0, \tag{1}$$

ce qui équivaut à la première équation de Mayevski.

La seconde équation de Mayevski sera vérifiée, *ipso facto*, si les deux conditions suivantes sont remplies :

$$\frac{J}{\delta} = \beta(\omega), \tag{2}$$

$$2P = \beta(\omega). \tag{3}$$

Écrivons la première équation du moment cinétique, en posant $\psi' \equiv x$,

$$x^2\delta - \omega x\delta + \omega P\delta - \omega J\sin\psi - \delta'' + J''\cos\psi = 0. \tag{4}$$

L'équation (1) étant vérifiée, l'équation (4) prend la forme

$$x^2 - x\left(\omega - \frac{J}{\delta}\sin\psi\right) + \omega P - \omega\frac{J}{\delta}\sin\psi = 0. \tag{5}$$

L'expression du discriminant est ici

$$D = \left(\omega + \frac{J}{\delta}\sin\psi\right)^2 - 4\omega P.$$

Si les conditions (2) et (3) sont vérifiées, nous avons

$$D \sim \left(\omega + \frac{J}{\delta}\sin\psi - 2P\right)^2.$$

La seconde équation de Mayevski en résulte immédiatement.

2. Nous avons *une autre classe* de solutions approchées qui vérifient la seconde équation de Mayevski, mais non la première.

Reprenons l'équation (4) et supposons, par exemple,

$$P\delta \doteq J \quad \text{et} \quad |\delta''| = \beta(\omega J).$$

L'équation (4) pourra être remplacée par

$$x^2 - \omega x + \omega P - \omega\frac{J}{\delta}\sin\psi = 0. \tag{6}$$

Considérons l'ensemble des trois derniers termes. Ils donnent la seconde équation de Mayevski qui est valable, comme approximation, si la valeur de x satisfait à la condition

$$|x| < \beta(\omega),$$

ce qui sera facilement vérifié. Par exemple, nous obtenons ainsi les solutions très simples

$$\text{(7)} \qquad P\delta = J, \qquad \psi = \frac{\pi}{2},$$

$$\text{(8)} \qquad P\Delta = J\sin\lambda, \qquad \psi = \lambda,$$

λ étant une constante comprise entre 0 et π.

3. Ces considérations s'appliquent au tir de plein fouet, et, plus généralement, aux angles de départ assez petits pour que la vitesse reste *assez grande* sur la partie utile de la trajectoire. Des considérations analogues permettent d'apporter une contribution à l'étude de certains *amortissements*.

Il en résulte que les équations de Mayevski permettent d'établir une *classification* des mouvements gyroscopiques du projectile tournant.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les compresseurs axiaux et l'influence du jeu*. Note [1] de M. **Marcel Sédille**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une roue mobile de turbomachine axiale tous les filets doivent, autant que possible, être augmentés de la même quantité d'énergie, tout au moins pour le régime de fonctionnement optimum. La circulation autour des pales doit donc être constante quel que soit le rayon. L'existence d'un certain jeu de fonctionnement entre l'aile et la paroi fait qu'elle doit cependant s'annuler plus ou moins brusquement dans cette région et qu'il doit apparaître un tourbillon marginal. L'énergie cinétique tourbillonnaire correspondante, qui ne peut être récupérée par un redresseur, constitue une perte. Suivant la théorie des ailes portantes, cette perte est minimum lorsqu'une distribution optimum de la circulation suivant le rayon est réalisée. On est alors loin de la condition de circulation autant que possible constante, mais le calcul de cette perte minimum n'en constitue pas moins un calcul approché de la perte réelle.

---

(1) Séance du 9 janvier 1939.

On peut, en première approximation, négliger l'influence de la courbure des lignes de courant autour de l'axe de rotation. L'approximation correspondante est probablement grossière pour les roues à grande vitesse spécifique, mais dans ce cas, le calcul n'a que peu d'importance pratique, par suite de la faible valeur relative de la perte correspondante; elle est assez près de la réalité pour les roues de compresseurs axiaux à fort rapport de compression pour lesquels la hauteur des pales est nécessairement faible et la perte relative due au jeu importante. En annulant le décalage longitudinal des différents éléments du multiplan correspondant, on est ramené à étudier la résistance induite du schéma portant de la figure 1, c'est-à-dire finalement à calculer le mouvement correspondant à un courant de vitesse parallèle aux murs qui l'enserrent. En appelant φ_m la valeur moyenne du potentiel de ce mouvement le long de l'aile et ψ son débit total, on aura pour la résistance induite

$$c_x = c_z^2 \frac{\psi}{4\varphi_m} \frac{l}{\mathrm{L}},$$

avec les désignations de la figure 1. En comparant cette formule avec celle de l'aile isolée, on peut en déduire l'allongement correspondant équivalent donné en fonction de l'allongement réel L/l par la formule $(ac) = (ar) \times (4\varphi_m)/\pi\psi$.

Les transformations $z = pu$, $z' = z - (z_0 - e_1)/3$, $z' = pu'$ changent le rectangle OBCD en un rectangle dont deux côtés opposés constituent seuls des parois (*fig.* 1). On a alors

$$\varphi + i\psi = iu'.$$

Tous calculs faits, les courbes de la figure 2 donnent, à titre d'exemple, les valeurs de l'allongement équivalent en fonction de l'allongement réel et du jeu relatif j/L pour la valeur 1/2 du paramètre p/l qui correspond sensiblement aux valeurs courantes pour le pas relatif et l'inclinaison des pales.

Dans la zone des jeux relatifs réalisés pratiquement, ces résultats ne sont pas quantitativement vérifiés par l'expérience qui donne des allongements équivalents supérieurs. La théorie ne prévoit aucune résistance à la formation du tourbillon marginal. En réalité, l'aile présente une certaine épaisseur qui augmente la résistance à l'écoulement, le gradient de vitesse considérable fait intervenir la viscosité et le bord coupant de l'aile intro-

duit une contraction, tous phénomènes qui ont pour effet de diminuer le débit de fuite et de permettre à la différence de potentiel sur la tranche de

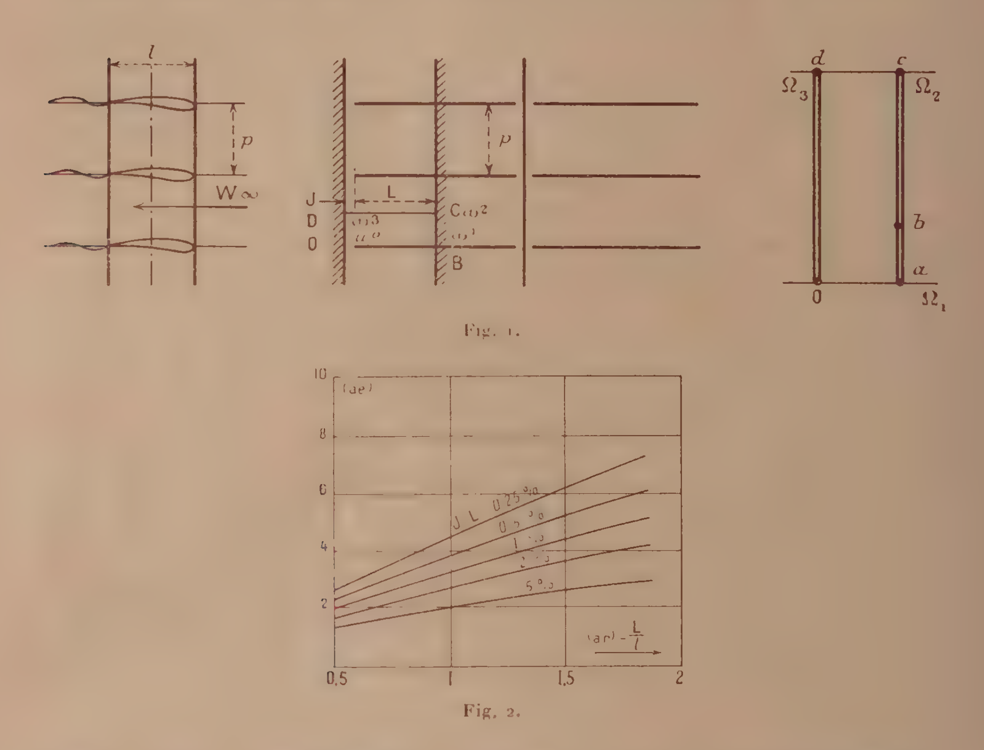


Fig. 1.

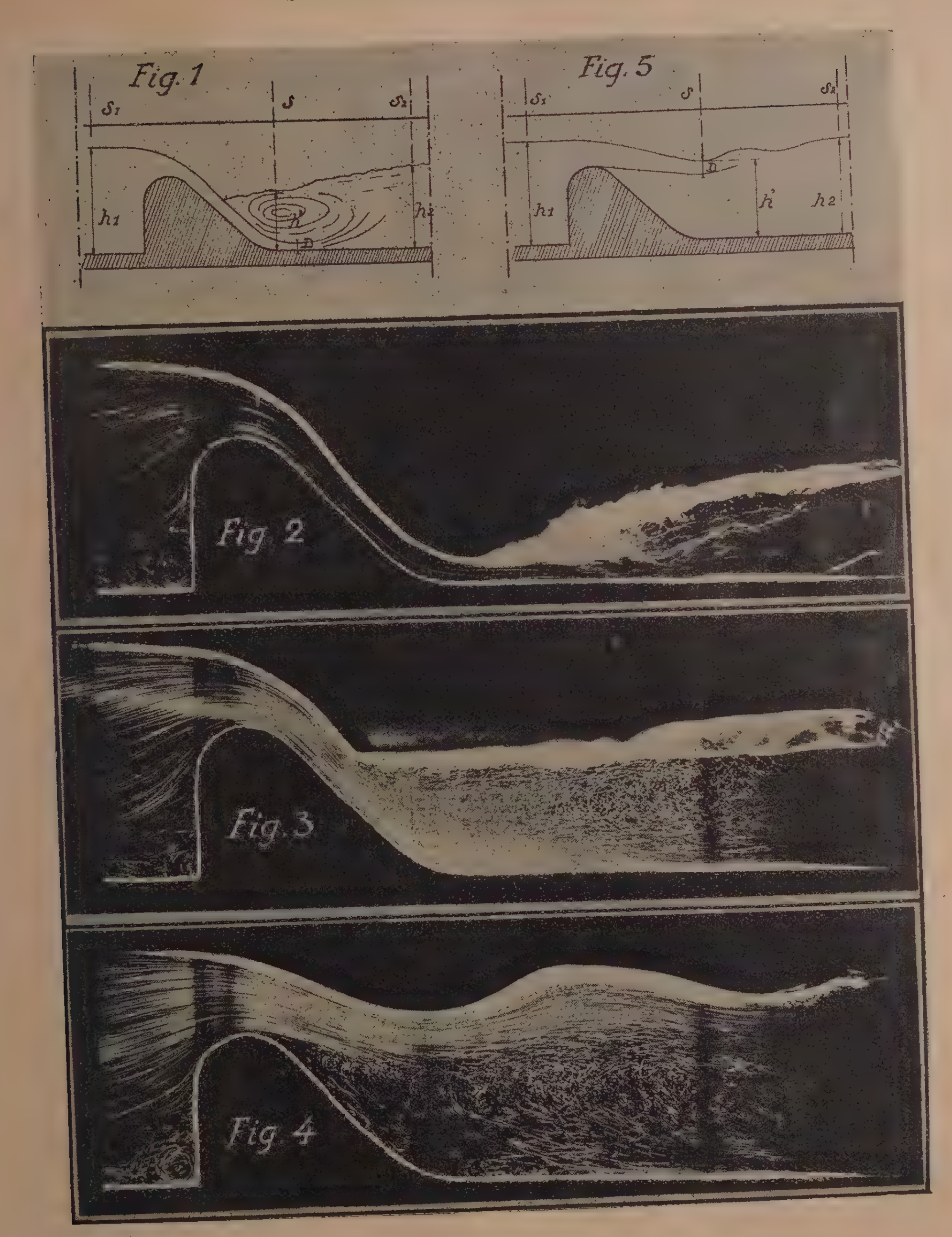
Fig. 2.

rester finie. La centrifugation de la couche limite des pales l'accumule dans la région du jeu périphérique et produit un effet de bouchon s'opposant également à la formation du tourbillon marginal. La couche limite de la paroi extérieure a également une influence certaine dans le même sens.

HYDRAULIQUE. — *Sur l'écoulement à l'aval d'un barrage déversoir.* Note [1] de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Considérons un barrage déversoir placé dans un canal à section droite rectangulaire et à fond horizontal (*fig.* 1). Supposons que l'on maintienne constant le tirant d'eau amont h_r, et considérons les aspects divers de

(1) Séance du 2 novembre 1938.


Fig. 1
S1
S
S2
h1
h2
R
D
Fig. 5
S1
S
S2
D
h1
h'
h2
Fig. 2
Fig. 3
Fig. 4

l'écoulement à l'aval du barrage, selon les valeurs successives et croissantes du tirant d'eau h_2.

En l'absence de retenue aval, on obtient un courant à grande vitesse aboutissant à un ressaut très éloigné du barrage.

En augmentant progressivement h_2, le ressaut se rapproche du barrage et, pour une valeur de h_2 que nous appellerons *valeur critique*, il se fixe juste après la section S (*fig.* 2).

Pour des valeurs plus fortes de h_2, le ressaut atteint le barrage et une zone tourbillonnaire prend naissance au-dessus de la veine à grande vitesse, collée au fond (*fig.* 1 et 3); celle-ci s'épanouit brusquement en formant ce que nous avons appelé un *point d'éclatement*, à propos de l'étude des vannes de fond [2].

Pour un h_2 assez grand, le niveau aval réagit sur le débit qui, jusque-là, était indépendant de h_2 et fonction seulement de h_1.

Enfin, pour une valeur de h_2 très peu supérieure à la précédente, dans le cas du profil étudié, la lame déversante se reporte en surface, et donne l'écoulement à nappe ondulée (*fig.* 4 et 5).

Lorsqu'on opère suivant des valeurs décroissantes de la retenue aval, on parcourt en sens inverse tout le cycle des écoulements précédents; toutefois, le passage de la nappe ondulée à la lame noyée en dessus s'effectue avec un phénomène d'hystérésis, déjà signalé par Bazin.

Soient h' le tirant d'eau dans la section S, q le débit par unité de largeur, H_1 la charge totale dans la section S_1 et D l'épaisseur du courant direct à grande vitesse dans la section S.

a. Écoulement à veine noyée en dessus. — L'application du théorème de Bernoulli entre S_1 et S et du théorème d'Euler entre S et S_2 [3] permet d'écrire

$$q = D\sqrt{2g(H_1 - h')}, \tag{1}$$

$$h'^2 = h_2^2 - \frac{2q^2}{g}\,\frac{h_2 - D}{D h_2}. \tag{2}$$

En particulier, pour $h' = D$, on obtient les relations suivantes qui fournissent, en fonction de H_1 et q, les valeurs de h_2 critique et de D

$$q = D\sqrt{2g(H_1 - D)}, \tag{3}$$

$$h_2 = -\frac{D}{2} + \sqrt{\frac{D^2}{4} + \frac{2q^2}{gD}}. \tag{4}$$

---

(2) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 164.

(3) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 649.

b. Nappe ondulée. — Du fait de la courbure des trajectoires, une pression dynamique se superpose à la pression statique dans la section S; on peut admettre, en première approximation, que cette pression dynamique, constante et égale à εh, avec $h = h_2 - h'$ et $0 < \varepsilon < 1$, dans le rouleau inférieur, varie linéairement de 0 à εh dans l'épaisseur du courant direct de surface. Dans ce cas les relations (1) et (2) deviennent

$$(5)\qquad \left\{ \begin{aligned} &(1-\varepsilon)\mathrm{D}^2 + \left[h(1-2\varepsilon) + 2\varepsilon h_2 + \frac{2q^2}{ghh_2}\right]\mathrm{D} - \frac{2q^2}{gh} = 0, \\ &q = \mathrm{D}\sqrt{2g\left[\mathrm{H}_1 - h' - \frac{h}{2}(1-\varepsilon)\right]}. \end{aligned} \right.$$

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Les équations de Maxwell et les séries de tourbillons.* Note de M. **René Reulos**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous nous proposons de résumer nos dernières recherches sur une méthode nouvelle permettant d'intégrer les équations de Maxwell et dont le principe repose sur la notion de *séries de tourbillons* que nous avons introduite à cet effet. Nous appelons ainsi les séries vectorielles dont *chaque terme est proportionnel au tourbillon du terme suivant*. Le coefficient de proportionnalité a été appelé la *raison* de la série de tourbillons, par analogie avec les séries géométriques. Les termes successifs d'une série de tourbillons ont nécessairement une *divergence nulle*, le premier terme ou *terme fondamental dérive en outre d'un potentiel*, sans quoi son tourbillon ne serait pas nul et il aurait un terme avant lui. Soit

$$(1)\qquad \vec{\mathrm{P}} = \vec{\mathrm{P}}_0 + \vec{\mathrm{P}}_1 + \vec{\mathrm{P}}_2 + \ldots + \vec{\mathrm{P}}_n + \vec{\mathrm{P}}_{n+1} + \ldots$$

une série de tourbillons, supposée convergente; on a vu que l'on avait

$$(2)\qquad \lambda\vec{\mathrm{P}}_n = \mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{P}}_{n+1}, \qquad (3)\qquad \mathrm{div}\,\vec{\mathrm{P}}_n = 0.$$

La série (1) *est ordonnée suivant les puissances croissantes* de λ, coefficient de proportionnalité ou raison de la série. Ajoutons les relations (2) d'une part et les équations (3) d'autre part, on voit qu'un vecteur $\vec{\mathrm{P}}$, développable en série de tourbillons, de raison λ, vérifie les équations

$$(4)\qquad \lambda\vec{\mathrm{P}} = \mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{P}}, \qquad (5)\qquad \mathrm{div}\,\vec{\mathrm{P}} = 0.$$

Si l'on remplace le coefficient λ par l'opérateur $(i/c)\,(\partial/\partial t)$ dans le dével-

loppement (1), le vecteur $\vec{P}$ sera complexe et vérifiera l'équation

$$\frac{i}{c}\frac{\partial\vec{P}}{\partial t} = \operatorname{rot}\vec{P}. \tag{6}$$

Posons $\vec{P} = \vec{E} + i\vec{H}$, l'équation (4) se décompose alors en les deux équations

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \operatorname{rot}\vec{H}, \tag{7}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\vec{E}, \tag{8}$$

qui ne sont autres que les deux équations de Maxwell, dans le vide; l'équation (5) donne les deux équations complémentaires

$$\operatorname{div}\vec{E} = 0, \tag{9}$$

$$\operatorname{div}\vec{H} = 0. \tag{10}$$

On aperçoit ainsi une méthode permettant de former les solutions des équations de Maxwell, susceptibles de représenter le champ électromagnétique associé au mouvement des corpuscules électrisés; voici la marche à suivre :

1° On forme une série de tourbillons admettant le champ électrostatique de la particule pour terme fondamental.

2° On remplace la raison λ par l'opérateur $i/c\ \partial/\partial t$, dans le développement de cette série et l'on effectue les opérations de dérivation correspondantes, au cours duquel se manifeste la loi qui régit le mouvement de la particule.

3° On range les termes réels d'une part et les termes imaginaires d'autre part. La somme $\vec{E}$ de la série des termes réels (supposée convergente) représente le champ électrique. Soit $i\vec{H}$ la somme de la série des termes imaginaires (dont la convergence est liée aux mêmes conditions); le vecteur $\vec{H}$ représente le champ magnétique de la particule.

Lorsque le corpuscule est arrêté, les dérivées par rapport au temps sont nulles; le champ électrique se réduit à son premier terme le champ électrostatique et le champ magnétique est nul.

On a une autre solution en prenant

$$\lambda = -\frac{i}{c}\frac{\partial}{\partial t} \quad \text{et} \quad \vec{P} = \vec{E} - i\vec{H};$$

il existe une troisième solution égale à la demi-somme des deux premières

et que l'on obtiendrait en ne conservant que les termes réels dans la série de tourbillons. La différence entre ces trois solutions porte sur la partie rayonnante, prépondérante aux grandes distances. Une des solutions correspond à celle que fournit la théorie classique, elle a sur cette dernière l'avantage d'être indépendante de toute hypothèse sur la structure de l'électron et de représenter la répartition des champs autour de la charge au même instant (¹). Le développement du champ électrique $\vec{E}$ et celui du champ magnétique $\vec{H}$ sont donnés par les formules

$$\vec{E}_n = \frac{n-1}{n!}\,\frac{e}{c^n}\left(-\frac{\partial}{\partial t}\right)^{n-1} r^{n-4}\left[(n-1)\,r\,\frac{d\vec{r}}{dt} - (n-3)\,\vec{r}\,\frac{dr}{dt}\right] \qquad \text{(u. e. s.)},$$

$$\vec{H}_{n+1} = \frac{n-1}{n!}\,\frac{e}{c^{n+1}}\left(-\frac{\partial}{\partial t}\right)^{n} r^{n-3}\left(\vec{r}\times\frac{d\vec{r}}{dt}\right) \qquad \text{(u. e. m.)},$$

e étant la charge de la particule, et $c = 3.10^{10}$ unités C. G. S. Ces formules, valables dans le cas le plus général, sont d'un emploi très simple et permettent d'étudier sous un aspect nouveau, les phénomènes d'inertie, d'interaction et de rayonnement, dans tous les cas problèmes qui ne font pas intervenir la constante de Planck. Elles permettent en particulier de retrouver facilement les formules qui donnent le champ de l'oscillateur harmonique et qui sont d'un emploi courant en radiotechnique. L'autre solution comporterait une absorption de l'énergie radiante de la part de la particule, quant à la troisième, elle ne rayonne pas, par suite de l'absence des termes impairs dont la présence est liée à l'émission de l'énergie. Cette solution ne comporte donc pas de réaction de rayonnement (qui est donnée par l'expression $\vec{E}_3$), mais elle n'exclut pas les échanges d'énergie entre électrons, à distance finie, et elle explique tout aussi facilement l'ensemble des phénomènes d'électromagnétisme et d'induction. Quelles que soient les réserves qu'il conviendrait de faire sur la signification physique de ces solutions, remarquons toutefois que les équations de Maxwell ne sont pas en contradiction avec la stabilité des orbites des électrons à l'intérieur de l'atome.

(¹) Si la particule est en M à l'instant t, la théorie classique donne bien la valeur des champs autour de ce point, mais le champ en chaque point tel que $\overrightarrow{MP} = \vec{r}$ correspond alors à l'instant local $t + r/c$.

TECHNIQUE DU VIDE. — *Sur la jauge de Pirani.*
Note de M. **Maurice Schérer**, présentée par M. Aimé Cotton.

Des recherches que nous poursuivons nous ont conduit à élever encore la sensibilité de la jauge de Pirani. En cherchant à opérer comme l'avaient fait F. Knauer et O. Stern [1], nous avons rencontré des difficultés provenant de causes perturbatrices. En particulier les effets Peltier et Thomson nous ont gêné, car il n'est pas aisé de maintenir à la même température les connexions (nickel-tungstène). Nous avons alors essayé un montage analogue à celui de G. Schmidt [2], comprenant un pont de Wheastone immergé dans l'air liquide ainsi que toutes les connexions. Nous avons employé de l'azote liquide de préférence à l'air.

Mais, lorsque l'on veut utiliser ce montage à la mesure de très faibles pressions, il est difficile que les résistances fixes du pont soient équilibrées avec une précision suffisante. Nous avons remédié à cet inconvénient en employant deux résistances fixes seulement, constituées par deux brins du même ruban de nickel de longueur égale, et en prenant comme résistance de la branche adjacente à la jauge de Pirani une seconde jauge à peu près identique dans laquelle la pression peut être réglée indépendamment, de façon à réaliser l'équilibre approximatif.

Cet appareil, relié au galvanomètre et alimenté par un accumulateur, donne un spot très stable, et même à la température ordinaire donne une sensibilité, que l'emploi d'azote liquide élève encore considérablement. Il faut toutefois éviter de plonger le pont directement dans le liquide, l'ébullition turbulente de l'azote produirait en effet une instabilité continuelle du spot. C'est pourquoi nous avons placé le pont dans un vase de laiton très mince, lui-même plongé dans le vase de Dewar contenant l'azote.

Avant d'être employé, l'ensemble de l'appareil est laissé sous vide pendant trois à quatre heures dans une étuve à 160°. Cette opération élimine les gaz adsorbés dans les jauges, qui semblaient jouer un rôle important dans les dérives du spot constatées par Stern, A. Ellet et R. M. Zabel [3].

---

(1) *Zeits. f. Phys.*, 53, 1929, p. 766.
(2) *Thèse*, 1938, Leyden.
(3) *Phys. Rev.*, 37, 1931, p. 1102.

Dans ces conditions le spot est stable et la sensibilité semble uniquement limitée par la constance de tension de l'accumulateur et par la constance du niveau de l'azote dans le vase Dewar. Nous sommes ainsi parvenu à obtenir des déviations du spot de 10^{mm} pour une variation de pression d'air de 10^{-7} mm de mercure, les comparaisons étant faites avec une jauge à ionisation. Nous avons constaté que cette sensibilité varie peu quand les tensions appliquées au pont varient de 0,1 à 0,6 volt.

Caractéristiques. — Galvanomètre Zernicke Zd, échelle à $1^m,50$ d. d. p. au pont 0,1 volt. Longueur du ruban 19^{cm}, épaisseur 4 à 5^{μ}, coefficient thermique de résistivité de 20° à 80° environ 4.10^{-4}. Le ruban replié sur lui-même est tendu en son milieu, il est brasé à l'argent ou soudé électriquement aux entrées de tungstène. Les résistances fixes sont placées dans un même tube et enfermées sous un vide de l'ordre de $0^{mm},1$ de mercure.

ÉLECTRICITÉ. — *Nouvelle méthode de stabilisation d'une lampe électromètre.* Note[1] de M. **Anatole Rogozinski**, présentée par M. Ernest Esclangon.

1. On sait que, dans les montages de grande sensibilité à une seule lampe électromètre, on est toujours gêné par la dérive du spot du galvanomètre. Cette dérive est due principalement à la décharge lente et continue de l'accumulateur de chauffage du filament. Pour la supprimer complètement il faut avoir recours à un montage en pont avec deux lampes équilibrées. Plusieurs montages de compensation automatique ont été proposés avec une seule lampe, mais ils sont d'un réglage très délicat et la plupart d'entre eux concernent les lampes bigrilles [2].

Nous allons décrire ici une méthode de compensation, applicable à tous les genres de lampes, et qui permet de rétablir automatiquement l'équilibre détruit par la baisse de la tension V_f aux bornes du filament de la lampe. Son principe réside en ce que, contrairement au montage habituel, le circuit de compensation du courant permanent de plaque i_p est commandé, dans des conditions bien déterminées, par V_f.

2. Considérons la caractéristique de i_p en fonction de V_f. *Si le courant de compensation (au signe près) se superpose à la tangente au point de travail*

---

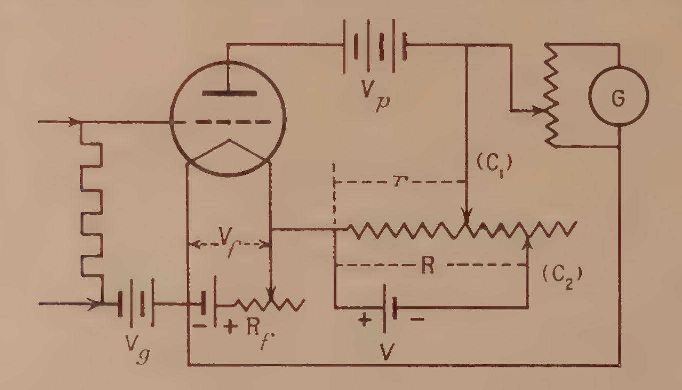
(1) Séance du 23 janvier 1939.

(2) Voir en particulier D. B. Penick, *Rev. Scient. Instr.*, 6, 1935, p. 115, où se trouvent reproduits les montages de compensation automatique proposés par différents auteurs

de la caractéristique, les conditions d'équilibre, vis-à-vis de V_f, *se trouveront automatiquement réalisées autour de ce point. L'abscisse à l'origine ainsi que le coefficient angulaire de cette tangente déterminent respectivement la contre-tension d'équilibre* V_e *et l'inverse de la résistance d'équilibre* R_e.

Ces éléments peuvent être déterminés graphiquement, mais il convient de signaler qu'il est plus simple de les trouver empiriquement, en essayant quelques couples de valeurs pour V_e et R_e, jusqu'au moment où, en faisant varier V_f, le spot du galvanomètre demeure immobile. L'équilibre ainsi réalisé se maintient bien au delà des limites pratiques des variations de V_f.

On peut envisager plusieurs variantes d'un tel montage équilibré. La figure ci-dessous en reproduit un que nous considérons comme étant le plus



rationnel [3]. Les valeurs à trouver alors sont r et R, la tension aux bornes de cette dernière résistance étant V. Les relations qui relient les grandeurs R_e, r, R, V_e et V sont, en première approximation,

$$r = \frac{R_e}{1 - \frac{V_e}{V}} \qquad \text{et} \qquad R = \frac{R_e}{\frac{V_e}{V}\left(1 - \frac{V_e}{V}\right)}.$$

La recherche empirique de l'équilibre s'effectue de la façon suivante : après avoir fixé le curseur (C_1) dans une position quelconque, on ramène le spot à zéro, en agissant sur le curseur (C_2). On déséquilibre ensuite légèrement le système en agissant sur la résistance de chauffage R_f. On

(3) Dans certains cas on aura avantage à connecter le circuit de compensation non plus après la résistance de chauffage R_f, mais directement au pôle positif de l'accumulateur de chauffage.

note la grandeur et le sens de la déviation du spot. On ramène alors V_f à sa valeur initiale et l'on répète les opérations citées avec des positions différentes des curseurs. On parvient ainsi, après quelques tâtonnements, à l'équilibre cherché.

3. A titre d'exemple, nous reproduisons ici quelques résultats que nous avons obtenus dans des conditions suivantes : lampe électromètre Géco : polarisation de grille V_g — 2,75 volts ; tension plaque V_p + 4,1 volts ; V_e 0,53 volt ; R_e 5420 ω ; V 1,3 volt ; r 9100 ω ; R 22300 ω. Dans le tableau δ et δ_1 désignent les déviations respectives du spot avec un montage équilibré et un montage habituel non équilibré.

V_f (volts).........	1,00.	0,95.	0,90.	0,85.	0,80.
δ (mm).........	0	1	3	16	40
δ_1 (mm).........	0	190	370		

4. On voit que le gain de stabilité réalisé par rapport à un montage ordinaire est très appréciable. Cette qualité jointe au fait que la sensibilité obtenue avec le présent montage est à peu près double de celle du montage à deux lampes [4], démontre que, même pour des mesures de grande sensibilité et de longue durée, on peut se contenter d'une seule lampe.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur l'émission secondaire du béryllium.* Note de M. **R. Warnecke** et Mlle **M. Lortie**, présentée par M. Camille Gutton.

Dans un exposé précédent [1] nous avions indiqué que :

1° La grandeur du coefficient d'émission secondaire (δ) de certaines surfaces métalliques, obtenues par évaporation et condensation, pouvait être considérablement modifiée par un traitement thermique effectué avant ou pendant la mesure.

2° Que la valeur faible (de l'ordre de 0,5) du coefficient d'émission maximum (δ_M) qui est trouvée, par exemple pour une surface de béryllium préparée de cette façon, avant tout traitement thermique, semblait être particulière au mode de préparation et qu'elle n'était pas susceptible de caractériser la nature même de l'élément, comme l'ont indiqué Bruining et de Boer [2].

---

(4) Les détails seront développés dans un autre Recueil.

(1) R. Warnecke et M. Lortie, *Bull. de la Soc. Franç. de Phys.*, **412**, 1938, 8 S.

(2) *Physica*, **4**, 1937, p. 473 ; H. Bruining, *Thèse*, Leyde, 1938.

Au cours de nouvelles expériences, nous avons étudié plus de quarante couches de béryllium minces mais d'épaisseur supérieure à la pénétration primaire, déposées sur de l'argent, du cuivre, du nickel, du tantale, du molybdène, en utilisant comme nous l'avions fait précédemment le mode de travail suivant :

1° La source de béryllium est un bloc polycristallin de grande pureté chauffé très progressivement, puis évaporé partiellement dans l'appareil où sont effectuées les mesures, sans que le produit de l'évaporation serve à la confection du dépôt.

2° Celui-ci est fait, à partir de l'évaporation de la partie centrale du cristal, sur une plaquette métallique fraîchement débarrassée de sa contamination gazeuse.

3° La partie superficielle du dépôt est elle-même évaporée et ce ne sont que les valeurs alors obtenues qui sont retenues pour caractériser une surface propre.

4° Tous les traitements thermiques du béryllium sont effectués sous une pression n'excédant pas 10^{-7} mm Hg, et aucune rentrée d'air n'est faite dans l'appareil.

Les résultats de ces expériences qui confirment ou complètent ceux que nous avions annoncés, peuvent être résumés ainsi :

1° L'évaporation du cristal étant faite dans des conditions identiques, la variation de δ pendant la durée du dépôt est influencée par la nature du support.

2° La température (entre 200°C. et 600°C.) à laquelle est portée la cible pendant le dépôt n'a qu'une faible action sur la grandeur des résultats trouvés.

3° Après la formation d'un dépôt épais et avant tout traitement thermique supplémentaire, la grandeur et l'emplacement de δ_M diffèrent d'une manière très appréciable suivant la nature du support, mais une différence presque du même ordre de grandeur est également trouvée d'une cible à une autre avec la même nature de support. Quel que soit le motif des écarts observés, ces grandeurs sont inaptes à caractériser la nature même du béryllium.

4° Les mesures étant faites à chaud ou à froid, un traitement thermique supplémentaire apporte toujours une modification de l'emplacement ou de la grandeur du coefficient δ_M.

5° Cette modification est toujours une augmentation de δ_M, mais la façon dont celle-ci se produit dépend des supports employés.

6° Les effets du chauffage sont en partie momentanés et en partie durables, mais la proportion de chaque effet dépend de la nature du support : avec un support en tantale (plaquette polycristalline finement polie) la variation momentanée est très importante (on peut passer par exemple de 1,48 à la température ambiante à 3,25, la cible étant à 800°) tandis qu'avec les autres supports étudiés elle est très petite (moins de 4 pour 100 entre 800° et 50°).

7° Pour la stabilité de δ un film mince déposé sur le tantale (variation inférieure à 1 pour 100 en 10 heures), dans les mêmes conditions de vide et de propreté que lorsqu'il s'agit de films épais, montre qu'un effet autre qu'un éloignement de la contamination par les gaz résiduels existe.

8° Pour des températures jusqu'à 850° nous n'avons pas constaté que le chauffage effectué après la confection du dépôt provoquait de sauts brusques de δ, mais au contraire une variation lente et cela contrairement à Schneider ([3]) qui trouve qu'un chauffage de quelques minutes au *rouge vif* suffit à faire croître brusquement δ, et à Kollath ([4]) qui obtient le même résultat dès que la température atteint 650°-750°; une variation brusque a été seulement observée pour quelques films déposés sur le molybdène en chauffant à 1000°C.

9° En prolongeant le chauffage supplémentaire pendant un temps suffisant (des durées de 40 heures étant quelquefois nécessaires) on obtenait presque toujours une stabilisation nette du coefficient d'émission secondaire d'un film épais mesuré à froid ou à chaud, mais les valeurs de δ_M obtenues alors, quoique d'un même ordre de grandeur, différaient d'une manière appréciable (1,5 à 2,8) avec la nature du support d'une part, et avec l'histoire antérieure de la cible (support et dépôt) d'autre part. Même pour ces chauffages prolongés entre 700° et 800°, la variation atteinte pour le rapport est loin de celle indiquée par Kollath : dans ses expériences, 10 minutes de chauffage à 650°-750° suffisent à faire passer la valeur du rapport de 0,5 à 4. Les valeurs de δ obtenues par nous étaient stables dans le temps (variation de moins de 2 pour 100 en 50 h.) pour tous les supports étudiés, et sauf pour le tantale, elles étaient pratiquement indépendantes de la température entre 50° et 800°.

La conclusion la plus caractéristique de ces expériences est qu'il est possible d'amener une couche de béryllium pur, obtenue par condensation,

---

([3]) *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 185.

([4]) *Annalen der Physik*, 33, 1938, p. 185.

dans un état, pouvant être stable et tel que la surface soit capable d'une émission secondaire plus grande qu'après la formation; cela vraisemblablement par une action d'origine uniquement physique, comme dans le cas d'un autre genre de couches complexes (décrit par l'un de nous en 1936) ([5]) utilisant également le béryllium pur, comme matière active.

THÉORIE DE L'ÉLECTRON. — *Sur le rayon de l'électron.*
Note de M. **Jacques Yvon**, transmise par M. Pierre Weiss.

Différentes tentatives sont faites actuellement pour arriver à une compréhension satisfaisante des propriétés des particules fondamentales de la Physique. En particulier Dirac a réexaminé récemment ([1]) la théorie classique de l'électron rayonnant. Le problème essentiel est de rechercher comment le champ électromagnétique créé par le mouvement d'un électron agit sur cet électron même. La question n'a d'ailleurs à la lettre aucun sens lorsqu'on regarde l'électron comme une charge ponctuelle et lorsqu'on admet que le champ électromagnétique produit par cet électron se calcule suivant les formules classiques de potentiels retardés, autrement dit suivant le potentiel de Wiechert-Liénard : en effet, avec ces hypothèses, le champ propre de l'électron est infini là où il se trouve. Dirac échappe à cette difficulté en utilisant des combinaisons, peut-être un peu artificielles, de potentiels avancés et de potentiels retardés.

Je viens de rappeler la raison brutale pour laquelle l'électron classique ne peut pas être ponctuel. Je me propose dans cette Note de mettre en évidence de manière plus nuancée les difficultés présentées par cet électron. Dans cette intention nous allons examiner les propriétés d'une particule qui généralise l'électron ponctuel de Wiechert-Liénard. Nous utiliserons le point de vue et les notations tensorielles de la relativité restreinte ([2]). Nous désignons par X_μ les coordonnées d'Univers du *point agissant*, ici l'électron, par x_μ celles du *point potentié*, qui est d'abord quelconque.

([5]) Brevet français Warnecke S. F. R. n° 406553.

([1]) P. A. M. Dirac, *Proc. of the R. Society*, A, 167, 1938, p. 148; M. H. L. Pryce, *Proc. of the R. Society*, A. 168, 1938, p. 302; Th. De Donder et J. Géhéniau, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 719.

([2]) Les notations sont autant que possible celles de Dirac.

Les X_μ sont quatre fonctions du temps propre S relatif à l'électron étudié. Nous posons

$$a_\mu = x_\mu - X_\mu.$$

Rappelons comment les formules de Wiechert-Liénard permettent de calculer le champ électromagnétique produit par l'électron lorsque sa trajectoire est donnée. Le champ dérive du potentiel vecteur d'Univers

$$(1) \qquad A_\mu = e\,T v_\mu,$$

où T représente $(a^\nu v_\nu)^{-1}$. Cette définition doit être complétée par une relation qui localise le point agissant sur sa trajectoire lorsque le point potentié est donné; cette relation est

$$(2) \qquad a_\mu a^\mu = 0,$$

ou, en explicitant,

$$a_0^2 - a_1^2 - a_2^2 - a_3^2 = 0;$$

elle exprime que la distance d'Univers entre le point agissant et le point potentié est nulle; dans cette relation l'inconnue est le paramètre S. De plus, comme il s'agit de potentiels retardés, a_0 doit être négatif; l'équation (2) ne peut par suite avoir plus d'une solution. Le champ se déduit alors de la formule

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}.$$

En vue de généraliser le modèle d'électron précédent, nous changeons une seule formule de définition; au lieu de supposer que la distance d'Univers point agissant-point potentié est nulle, nous supposerons désormais que c'est une longueur invariable a, du genre temps. Autrement dit, nous remplacerons la relation (2) par la relation

$$a_\mu a^\mu = a^2;$$

nous supposons que les vitesses restent inférieures à celle de la lumière, alors toutes les autres hypothèses ou propriétés que nous venons de rappeler demeurent inchangées. Mais, d'une part, le champ électromagnétique n'est jamais infini parce que T ne peut pas s'annuler; d'autre part des relations classiques

$$\partial A^\mu : \partial x_\mu = 0, \qquad \Box A_\mu = 0,$$

liées à la définition de l'énergie et de la quantité de mouvement dans un volume quelconque de l'espace qui ne contient pas l'électron, seule la

première subsiste; la seconde n'est plus qu'approchée et devient

$$\square A_\mu = e a^2 [T^3 \ddot{v}_\mu + 3 T^4 \dot{v}_\mu (1 - a^\nu \dot{v}_\nu) - T^4 v_\mu (a^\nu v_\nu) + 3 T^5 v_\mu (1 - a^\nu \dot{v}_\nu)];$$

soulignons, de plus, que les différences entre les deux modèles d'électrons s'estompent lorsque le point potentié est loin du point agissant.

Recherchons maintenant comment l'électron agit sur lui-même. Soit $E_{\mu\nu}$ le champ extérieur. Nous admettrons que le mouvement de l'électron est régi par l'équation

$$(F_{\mu\nu} + E_{\mu\nu}) v^\nu = 0, \tag{3}$$

précisons que les sinuosités de la trajectoire de l'électron sont de grandes dimensions vis-à-vis de la longueur a. Lorsque l'électron agit sur lui-même, on passe de la position agissante à la position potentiée par une augmentation du temps propre égale à a, au troisième ordre près.

La relation (3) s'explicite ensuite, au prémier ordré près,

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{a} \dot{v}_\mu = e E_{\mu\nu} v^\nu + \frac{2}{3} e^2 [\ddot{v}_\mu + v_\mu (\dot{v}^\nu \dot{v}_\nu)].$$

Le premier terme du second membre est la force électromagnétique, d'aspect classique; le second terme représente la force amortissante produite par le rayonnement, telle qu'elle a été explicitée par Dirac. Le premier membre contient le produit de l'accélération d'Univers par une constante $e^2 : 2a$, qui joue le rôle de la masse au repos de l'électron; a mérite le nom de rayon de l'électron.

Nous avons noté sommairement le défaut présenté par notre électron au point de vue de la conservation de l'énergie; lorsque a tend vers zéro, les défauts se localisent davantage mais ne disparaissent pas.

MAGNÉTISME. — *Relation entre la susceptibilité magnétique et les distances interatomatiques du palladium hydrogéné.* Note [1] de M. **André Michel** et Mlle **Marguerite Gallissot**, transmise par M. Pierre Weiss.

On sait que la méthode de dégazage des métaux de MM. G. Chaudron et L. Moreau [2] permet l'extraction des gaz à la température ordinaire.

---

(1) Séance du 30 janvier 1939.

(2) L. Moreau, G. Chaudron et A. Portevin, *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 212; **204**, 1937, p. 1252; **207**, 1938, p. 235; L. Moreau, *Thèse*, Lille, 1938.

Dans ces conditions, il est possible de conserver hors d'équilibre, avec son paramètre initial, le réseau privé de ses gaz.

Quelques auteurs [3] ont déjà signalé les modifications de susceptibilité magnétique que le palladium subit par hydrogénation. Nous avons pensé à utiliser cette méthode de dégazage pour déterminer les parts respectives de l'hydrogène et des distances interatomiques dans la variation de la susceptibilité.

On considère habituellement que les solutions solides formées par dissolution de l'hydrogène dans le palladium se répartissent en deux classes nommées α et β. La phase α s'étend sur la zone de composition allant du palladium pur à Pd^4H; la phase β est caractérisée par des teneurs plus fortes en hydrogène. Ces deux phases appartiennent au système cubique à faces centrées, mais se distinguent nettement par la grandeur de leur paramètre.

La préparation des solutions solides β par électrolyse nous montra que la teneur en hydrogène semblait décroître quand la température du bain augmentait; dans le but d'atteindre des teneurs élevées en hydrogène, nous avons effectué l'hydrogénation à $-40°$: à cette température se forme le composé PdH que tous les auteurs admettaient comme limite supérieure de la phase β, mais n'avaient jamais pu préparer.

Les différents termes des phases α et β ont été caractérisés par leurs propriétés, paramètre cristallin a (à $\pm$ 0,0002 Å), susceptibilité magnétique χ (à $\pm$ 0,01), résistance R rapportée à la résistance du palladium pur R_0, dureté Brinell Δ.

Composition.	a en Å.	$\chi.10^6$.	R/R_0.	Δ.
Pd pur	3,882	6,1	1	47
Pd^4H (phase α)	3,885	5,1	1,45	170
Pd^4H dégazé	3,885	5,1	1,45	170
PdH (phase β)	4,048	0,01	1,68	70
PdH dégazé	4,048	0,01	1,68	70
Pd^4H (ou PdH) dégazé puis recuit	3,882	6,10	1	47

Dans le tableau ci-dessus figurent les caractères de Pd^4H et PdH avant et après dégazage : la susceptibilité magnétique, de même que la dureté et la résistance électrique, n'est pas modifiée par extraction à froid de l'hydrogène. On constate que le réseau cristallin du palladium, dilaté par

(3) SIEVERTS et DANZ, *Z. phys. Chem.*, A, 174, 1935, p. 359; B, 34, 1936, p. 158; B, 38, 1937, p. 61.

l'hydrogène, a conservé après dégazage ses propriétés initiales et subsiste ainsi dans un état hors d'équilibre : un recuit est nécessaire pour faire disparaître cet état instable et pour retrouver les propriétés du palladium pur.

Il résulte de nos essais que la susceptibilité magnétique reste inchangée par dégazage. On aurait pu croire, *a priori*, que les atomes d'hydrogène, en nombre égal à ceux du palladium dans PdH, intervenaient dans la susceptibilité de l'ensemble. Il ne paraît pas en être ainsi, et si l'hydrogène a une influence, elle est si faible que la précision de nos mesures n'a pu la déceler. L'importante variation de susceptibilité que l'on observe en fonction de la teneur en hydrogène semble bien n'être due qu'à la modification des distances interatomiques.

MAGNÉTOOPTIQUE. — *Pouvoir rotatoire magnétique des ions électrolytiques.* Note de MM. **René de Mallemann** et **Fernand Guillaume**, présentée par M. Aimé Cotton.

La rotation magnétique des solutions, salines, acides, ou basiques, a été étudiée expérimentalement par Verdet, H. Becquerel, Perkin, Jahn et quelques autres observateurs. Les résultats numériques, rassemblés dans les Mémoires, forment un ensemble important, mais leur comparaison fait apparaître des discordances notables, parfois même des contradictions, qui ont suscité des polémiques assez confuses. Ces divergences s'expliquent par la grandeur des erreurs relatives, surtout dans le cas des solutions un peu étendues : des mesures exactes au 100e peuvent conduire à des valeurs calculées dont l'incertitude dépasse largement 10 pour 100. En outre, dans les travaux précités on n'a pas mesuré la dispersion. Nous avons donc pensé qu'il était utile de reprendre la question *de plano* en utilisant un appareil polarimétrique double, assurant une précision de l'ordre du 10000e. Les mesures, poursuivies depuis plusieurs années, ont permis ainsi de définir assez nettement les *pouvoirs* et les *dispersions* rotatoires de la plupart des ions électrolytiques.

Un premier résultat général est le suivant : la loi linéaire de Verdet, qui exprimerait l'invariabilité des P. R. spécifiques du solvant et du corps dissous, est presque toujours en défaut; les P. R. spécifiques ou moléculaires des électrolytes varient systématiquement avec la concentration; dans certains cas ($CaCl^2$, $CaBr^2$, par exemple), les variations sont consi-

dérables. *En général*, le P. R. spécifique *décroît* à mesure que la concentration augmente; ces variations impliquent une modification de l'état des ions (*déformation* de Fajans), car il n'est pas possible de les attribuer à la seule variation du champ intérieur; elles sont généralement de sens contraire et supérieures à celles qui doivent résulter des variations de l'indice. Ce fait conduit à calculer et à comparer d'abord les pouvoirs rotatoires des *ions*, dans l'état où ils se trouvent à l'intérieur du solvant, mais pour réunir les éléments d'une étude plus approfondie on a mesuré les indices et les dispersions de réfraction de toutes les solutions employées. Le dépouillement et l'analyse de cet ensemble numérique est un gros travail, exigeant beaucoup de temps et qui n'est pas encore achevé [1].

Bien que le P. R. S. des ions varie avec la concentration, on obtient des nombres cohérents quand on compare des solutions assez *étendues* : en retranchant les P. R. S. de deux séries de solutions ayant respectivement les mêmes anions (par exemple) et un cation commun, on trouve des différences sensiblement constantes (en valeur *relative*, la constance est assez approchée pour frapper à première vue). D'autre part, quand les deux anions appartiennent à la même famille chimique (Cl et Br, par exemple), on peut comparer des solutions *concentrées* ; on obtient des différences constantes pour tous les couples de solutions de mêmes concentrations *moléculaires*. Il suffit donc de connaître un seul pouvoir rotatoire *ionique* en valeur absolue pour en déduire tous les autres. Nous avons déterminé ce nombre de *base* en variant nos points de départ : toutes les voies suivies se rejoignent.

Le pouvoir rotatoire de l'ion $\overset{+}{H}$ est certainement *petit*. Les valeurs très grandes des P. R. obtenues pour les hydracides halogénés (sauf HF), doivent donc différer très peu, en valeur *absolue*, des P. R. correspondant respectivement aux ions Cl, Br, I.

Les pouvoirs rotatoires des acides *organiques* liquides purs sont calculables *a priori* (d'après les nombres déduits de l'étude des gaz). D'autre part, les P. R. S. (ou moléculaires) de ces acides, en *solution aqueuse*, varient *très peu* avec la concentration; ce fait semble indiquer que le P. R. S. du radical *ionisé* ne diffère pas sensiblement du P. R. S. de l'*acide pur* (c'est compréhensible, puisque le radical ionisé renferme autant d'élec-

---

[1] Dans certains cas, où le pouvoir rotatoire est grand et *augmente* notablement avec la concentration, le produit de la rotation par le facteur de réfringence est sensiblement constant.

trons que l'acide). Nous avons donc mesuré les P. R. S. des *sels organiques* dissous (formiates, acétates, tartrates, lactates, etc.); par différences avec les acides correspondants, on retrouve les valeurs obtenues pour toute la série des cations métalliques.

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous, qui complète (en la rectifiant pour certains ions), une liste publiée antérieurement par l'un des auteurs [2]. L'étude des ions OH^-, CN^-, Ag^+ est inachevée.

Les nombres du tableau se rapportent à des solutions *assez étendues* : ils ne doivent pas être considérés comme rigoureusement constants, pour les raisons suivantes : 1° le calcul par addition ou soustraction des rotations brutes n'est théoriquement pas légitime; 2° il y a lieu de faire intervenir une déformation mutuelle des ions associés; il est impossible d'étudier des solutions *infiniment* étendues (à supposer que cette extrapolation ait un sens) : la loi de variation des P. R. S. ne paraît pas linéaire, au moins d'une manière générale, et l'on ne peut affirmer qu'elle soit hyperbolique (ce qui serait une circonstance favorable, si l'on pouvait atteindre, pratiquement, l'asymptote). On a donc inscrit des valeurs moyennes en ajoutant, pour les *anions*, un nombre qui indique les limites possibles de variation en solution pas trop concentrée. Dans le cas des cations de très faibles P. R. (H, F, Al), les variations *relatives* sont trop grandes pour permettre de fixer une valeur; ces variations sont encore très sensibles dans le cas de Li et Mg.

Rotations ioniques en radians (solutions aqueuses). $\lambda 578^{m\mu}$.

Cation....	$\overset{+}{\mathrm{H}}$	$\overset{+}{\mathrm{Li}}$	$\overset{+}{\mathrm{Na}}$	$\overset{+}{\mathrm{K}}$	$\overset{+}{\mathrm{Am}}$	$\overset{+}{\mathrm{Co}}$	$\overset{++}{\mathrm{Ca}}$	$\overset{++}{\mathrm{Sr}}$	$\overset{++}{\mathrm{Ba}}$	$\overset{++}{\mathrm{Mg}}$	$\overset{++}{\mathrm{Zn}}$	$\overset{++}{\mathrm{Cd}}$
$[A]_M . 10^6$..	$+\varepsilon$	20	55	80	120	245	65	95	160	30	95	190
Cation....	$\overset{+++}{\mathrm{Al}}$	$\overset{+++}{\mathrm{La}}$		$\overset{++}{\mathrm{Pb}}$	$\overset{++}{\mathrm{Hg}}$		$\overset{++}{\mathrm{Be}}$					
$[A]_M . 10^6$..	$-\varepsilon$	90		780	340		10					
Anion....	$\overset{-}{\mathrm{F}}$	$\overset{-}{\mathrm{Cl}}$	$\overset{-}{\mathrm{Br}}$	$\overset{-}{\mathrm{I}}$	$\overset{-}{\mathrm{NO^3}}$	$\overset{--}{\mathrm{SO^4}}$		$\overset{--}{\mathrm{S}}$				
$[A]_M . 10^6$..	< 5	315 ± 20	605 ± 20	1315 ± 30	48 ± 4	123 ± 5		800				

(2) *Bull. Soc. fr. Phys.*, 299, 1930, p. 144 S, et *Congrès International d'Électricité*, Paris, 1932, Rapport n° 31, p. 472.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la corrosion des assemblages.* Note de M. **Jean Cournot** et Mlle **Louise Halm**, présentée par M. Léon Guillet.

Des recherches antérieures, entreprises en liaison avec les Services Techniques de l'Air, ont apporté quelque contribution à l'étude de la corrosion d'assemblages formés de divers alliages légers et aciers, les uns rivés (1), les autres soudés (2).

Nous avons plus récemment poursuivi des essais sur l'introduction de l'*alliage ultraléger à* 1,8 *pour* 100 *de manganèse*, à l'état laminé, dans ces assemblages rivés.

Les alliages assemblés avec cet alliage ultraléger ont été les mêmes que ceux des études précédentes (1) : alliage léger à 9 pour 100 de magnésium, alliage léger spécial à haute résistance au nickel et au chrome trempé et revenu, même alliage léger spécial HR plaqué d'aluminium pur, acier inoxydable à 18 pour 100 de chrome et 8 pour 100 de nickel hypertrempé, acier chrome-molybdène à 0,25 pour 100 de carbone, 1 pour 100 de chrome et 0,35 pour 100 de molybdène normalisé.

Les rivets utilisés étaient en : alliage léger à 5 pour 100 de magnésium, alliage léger spécial HR, même alliage léger spécial HR cadmié, acier inoxydable 18/8.

Les tôles, préalablement décapées et sablées, étaient assemblées par rivetage à la presse, dans les conditions déjà indiquées (1).

Les essais ont consisté en une immersion totale de 72 heures dans une solution à 0,03 pour 100 de chlorure de sodium pur; après corrosion les rivets étaient enlevés; les résultats ci-dessous donnent les pertes de poids en grammes par mètre carré, de 72 heures, des plaquettes désassemblées de l'alliage ultraléger, après décapage à l'aide d'une solution d'acide chromique additionnée de chromates d'argent et de baryum (3).

Influence de la nature des rivets. — Nous avons d'abord étudié la seule influence des rivets sur une plaquette d'alliage ultraléger non assemblée à d'autres alliages.

		Alliage léger			
Nature du rivet	Sans.	au Mg.	HR.	HR cadmié.	Acier 18/8.
Perte de poids	111	125	148	156	160

(1) *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 1359; **204**, 1937, p. 1564.
(2) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 280.
(3) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1333.

La présence des rivets active une corrosion par piqûres qui présente son maximum d'intensité au voisinage des rivets. A noter que la tôle d'alliage ultraléger présente parfois, et notamment avec les rivets d'acier 18/8, à la verticale du rivet, un sillage inattaqué s'expliquant par la passivation due au dégagement de fines bulles d'oxygène; nous avons reproduit le phénomène artificiellement.

Résultats sur assemblages. — Les pertes de poids ont été :

Assemblage avec..........	Alliage			Acier	
	léger Mg.	léger HR.	HR plaqué Al.	18/8.	Cr-Mo.
Rivets en alliage léger au Mg..	271	237	265	266	270
» léger HR....	278	240	300	273	319
HR cadmié..	273	223	275	261	312
Acier 18/8..................	–	–	–	327	326

On voit que la corrosion de la plaquette en alliage ultraléger est très accélérée; les attaques les plus graves se localisent autour des rivets et au voisinage immédiat du bord de la plaquette en alliage léger ou en acier; la corrosion du reste de la plaquette d'alliage ultraléger est également plus importante.

Les pertes de poids de l'alliage ultraléger ne présentent pas, en fonction de la nature de l'alliage assemblé, d'écart très caractéristique, en raison de la grande sensibilité de cet alliage ultraléger. On peut noter cependant que l'assemblage avec alliage léger HR et rivets cadmiés est celui qui donne les meilleurs résultats; si l'on assemble avec l'alliage léger au magnésium, les rivets en alliage léger au magnésium sont préférables, l'intensité des attaques localisées étant quelque peu réduite.

Mais le facteur le plus important d'une meilleure tenue de tels assemblages à la corrosion réside bien certainement dans la qualité même de l'alliage ultraléger.

CHIMIE MINÉRALE. — *Formation du métaniobate de sodium à partir du tétroxyde de niobium et de sels oxygénés de sodium.* Note de M. **Pierre Süe**, présentée par M. Marcel Delépine.

Ayant abordé l'étude des sous-sels de niobium en supposant que leur stabilité permettrait un examen complet de leurs propriétés, j'ai préparé comme produit de départ le tétroxyde Nb^2O^4 en réduisant le pentoxyde de niobium Nb^2O^5 par l'hydrogène. Dans l'espoir d'obtenir un sous-niobate

de sodium j'ai essayé avec ce tétroxyde une réaction analogue à celle qui m'avait précédemment conduit au métaniobate (action de Nb^2O^5 sur le carbonate de sodium, avec libération de gaz carbonique) [1]. Mais, si dans de telles conditions, le tétroxyde attaque bien le carbonate de sodium, le sel formé est uniquement le métaniobate sans traces de sous-niobate, le gaz prenant naissance étant alors de l'oxyde de carbone. Cette réaction curieuse manifeste ainsi l'intense pouvoir réducteur du sous-oxyde Nb^2O^4, aussi me suis-je attaché à étudier l'action d'autres sels oxygénés de sodium, afin de préciser cette propriété jusqu'ici ignorée. Dans cet article je résumerai les résultats que je publierai en détail dans un autre Mémoire.

Le tétroxyde de niobium est préparé en réduisant par un courant d'hydrogène le pentoxyde chauffé entre 800° et 1250°. Le produit est noir avec un très faible reflet bleu. Chauffé à l'air à 400° il s'oxyde avec incandescence et brûle comme l'amadou pour donner Nb^2O^5. Dans l'oxygène pur il s'oxyde très lentement dès 200°.

Avec le carbonate de sodium, la soude, le sulfate et le sulfite de sodium, le nitrate et le nitrite de sodium, le tétroxyde donne suivant les proportions de corps en présence, soit $Nb^2O^5.Na^2O$ pur, soit un mélange de $Nb^2O^5.Na^2O$ et Nb^2O^5. Voici les différentes réactions observées.

Carbonate de sodium. — Un mélange de tétroxyde de niobium et de carbonate de sodium en proportions équimoléculaires commence à réagir vers 450°. A 650° la réaction devient rapide et se présente par l'équation

$$Nb^2O^4 + CO^3Na^2 = Nb^2.O^5Na^2O + CO.$$

Le métaniobate est très légèrement coloré en gris par une très petite quantité de Nb^2O^4 n'ayant pas réagi, par suite de la volatilisation de traces de CO^3Na^2.

Hydroxyde de sodium. — Un excès de soude chauffé dans le vide avec Nb^2O^4 donne le métaniobate à partir de 290°, tandis que de l'hydrogène est libéré :

$$Nb^2O^4 + 2NaOH = Nb^2O^5.Na^2O + H^2.$$

Sulfate de sodium. — L'action du sulfate de sodium est encore plus intéressante étant donnée la stabilité de ce sel. La réaction commence à 800° et se termine à 1100° C. La présence de soufre à l'extrémité du tube à réaction, et d'anhydride sulfureux et d'oxygène dans les gaz recueillis s'explique par les réactions suivantes :

---

(1) *Ann. de Chimie*, 11e série, 7, 1937, p. 493.

Le tétroxyde réagit normalement et libère l'anhydride sulfureux :

$$Nb^2O^4 + SO^4Na^2 = Nb^2O^5.Na^2O + SO^2,$$

puis, ainsi que je l'ai vérifié par ailleurs, le tétroxyde est oxydé par l'anhydride sulfureux :

$$2Nb^2O^4 + SO^2 = 2Nb^2O^5 + S,$$

et enfin le pentoxyde de niobium donne directement avec le sulfate :

$$2Nb^2O^5 + 2SO^4Na^2 = 2Nb^2O^5.Na^2O + (2SO^2 + O^2).$$

La réaction globale étant la somme de ces trois équations donne exclusivement le métaniobate.

Sulfite de sodium. — Le sulfite réagit à partir de 450° en libérant du soufre et une trace de SO^2. La réaction est complète à 600°, et les vérifications pondérales montrent que l'on a principalement

$$2Nb^2O^4 + SO^3Na^2 = Nb^2O^5.Na^2O + Nb^2O^5 + S.$$

Nitrate de sodium. — Le nitrate réagit rapidement sur le tétroxyde et l'opération est terminée à 350°. Les gaz recueillis sont constitués en majeure partie par du bioxyde d'azote avec très peu d'azote, et leur formation s'explique par la série des réactions suivantes :

Le nitrate réagit normalement et donne du peroxyde d'azote :

$$Nb^2O^4 + 2NO^3Na = Nb^2O^5.Na^2O + 2NO^2,$$

puis le tétroxyde de niobium réduit le peroxyde d'azote en bioxyde et azote, comme je l'ai constaté :

$$2Nb^2O^4 + 2NO^2 = 2Nb^2O^5 + 2NO,$$
$$4Nb^2O^4 + 2NO^2 = 4Nb^2O^5 + N^2.$$

La réaction globale donne un mélange de $Nb^2O^5.Na^2O$ et Nb^2O^5 et le bioxyde prédomine dans les gaz.

Nitrite de sodium. — Le nitrite de sodium est le dernier sel examiné au cours de ces recherches. Son action sur le tétroxyde de niobium est simple; elle commence à 250° pour prendre fin à 350° en donnant le métaniobate et du bioxyde d'azote selon l'équation

$$Nb^2O^4 + 2NO^2Na = Nb^2O^5.Na^2O + 2NO.$$

Il résulte de tous ces essais que le tétroxyde de niobium est un réducteur très énergique, et son action sur ces sels oxygénés de sodium conduit au métaniobate de sodium.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la réversibilité de la transposition glycérophosphorique.* Note de M[lle] **Marie-Cécile Bailly**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons récemment montré [1] que sous l'influence des acides forts, s'exerçant en solution aqueuse étendue et à la température de l'ébullition, le β-glycérophosphate de sodium est rapidement transformé en son isomère α, avec un rendement voisin de 90 pour 100.

L'étude cinétique de cette transposition, effectuée depuis lors, démontre qu'elle constitue, en réalité, un système réversible

$$O{=}P\begin{cases}ONa\\ONa\\O-CH\begin{cases}CH^2OH\\CH^2OH\end{cases}\end{cases} \rightleftharpoons O{=}P\begin{cases}ONa\\ONa\\OCH^2-CHOH-CH^2OH\end{cases}$$

obéissant à la loi des réactions monomoléculaires réversibles.

Dans une série de petits ballons, surmontés d'un réfrigérant à reflux, on a porté à l'ébullition un mélange composé de $3^g,06$ de β-glycérophosphate de sodium, 40^{cm^3} d'acide sulfurique N et 60^{cm^3} d'eau distillée. Après des temps différents, le contenu de chaque ballon a été rapidement refroidi sous un courant d'eau et l'α-glycérophosphate de sodium formé a été dosé par la méthode de P. Fleury et R. Paris, dont le principe a été rappelé dans notre première Note. Les résultats de ces dosages, exprimés en molécules-grammes et rapportés à une molécule-gramme de β-glycérophosphate mis en œuvre, sont consignés dans le tableau suivant :

t..........	15m.	30m.	45m.	1h.	2h.	3h.
x..........	0,460	0,675	0,770	0,830	0,870	0,870

Si l'on appelle k_β la vitesse de transformation du β-glycérophosphate de sodium en son isomère α, k_α celle de la transformation inverse, et x la quantité d'α-glycérophosphate présente au temps t, on peut écrire

$$\frac{dx}{dt} = k_\beta(1-x) - k_\alpha x = k_\beta - \mathrm{K}x,$$

en posant $\mathrm{K} = k_\alpha + k_\beta$.

Sachant qu'au temps $t=0$, $x=0$ et qu'à l'équilibre la quantité limite $l = 0{,}87$ est telle que $dx/dt = 0$, on a finalement

$$k_\beta = \mathrm{K}l = 0{,}87\,\mathrm{K}, \quad k_\alpha = \mathrm{K}(1-l) = 0{,}13\,\mathrm{K} \quad \text{et} \quad \frac{1}{t}\,\mathrm{Log}\,\frac{l}{l-x} = \mathrm{K},$$

---

[1] *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1902.

expression de la *loi des réactions monomoléculaires réversibles*, à laquelle satisfont bien les diverses valeurs de x ci-dessus, trouvées aux différents temps t, puisque, portées dans cette formule, elles assignent à K *la valeur constante*

$$K = 0{,}049 \quad \text{(vitesse globale de la réaction)},$$

la minute étant l'unité de temps.

On en déduit

$$k_\beta = 0{,}0426, \qquad k_\alpha = 0{,}0064$$

et

$$t_{\frac{1}{2}} \text{ (temps de demi-tranformation)} = 14^{m}7^{s}.$$

Le passage de l'acide β- à l'acide α-glycérophosphorique constitue donc bien une réaction d'équilibre chimique.

L'isolement de la petite quantité de β-glycérophosphate de sodium qui doit résulter du passage de l'α- au β-monoester, inverse du précédent, nous a permis d'étayer définitivement cette conclusion.

Nous avons, pour le réaliser, utilisé la réaction de Karrer et Salomon [2] basée sur la propriété qu'a seul le monoester β-glycérophosphorique (à l'exclusion de l'isomère α) de former avec l'azotate de baryum un sel double très peu soluble ($0^{g},8$ pour 100) de formule

$$2PO^4Ba-CH(CH^2OH)^2 + (NO^3)^2Ba.$$

Toutefois, comme la réaction des auteurs suisses n'est pas directement applicable à un mélange aussi pauvre en isomère β (10 pour 100 environ, seulement) que celui résultant de la transposition du monoester α, nous avons dû, en outre, mettre à profit une constatation faite au cours de l'isolement du monoester α-glycérophosphorique provenant de la transposition inverse, à savoir que si l'on amorce à l'aide de quelques cristaux d'isomère α un tel mélange préalablement amené à la concentration voulue, on observe une abondante cristallisation de cet isomère, alors que la presque totalité de l'isomère β demeure en solution dans la liqueur mère.

Notre mode opératoire, assez long, et qui sera décrit en détail dans un autre Mémoire comporte, en conséquence, trois stades principaux : un enrichissement du mélange résultant de la transposition étudiée en isomère β, la précipitation de cet isomère à l'état de sel double de Karrer et Salomon et la régénération, à partir de ce dernier, du β-glycérophos-

---

(2) *Helv. Chim. Acta*, 9, 1926, p. 3.

phate de sodium cristallisé (seul sel vraiment caractéristique), d'après la technique décrite par O. Bailly et J. Gaumé [3].

En résumé, il résulte de cet exposé que l'action isomérisante exercée, en solution aqueuse et à la température de l'ébullition, par les acides forts, sur les glycérophosphates, *est une réaction d'équilibre chimique*, permettant non seulement le passage des β- aux α-glycérophosphates, mais aussi le passage inverse. Dans cette dernière alternative, toutefois, le rendement très faible dépasse à peine 10 pour 100 et le procédé de choix pour passer des α- aux β-glycérophosphates demeure celui imaginé par O. Bailly et J. Gaumé [4].

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la décomposition thermique des formiates de nickel et de cobalt.* Note de M. **Fernand Caujolle**, présentée par M. Paul Lebeau.

La décomposition thermique du formiate de nickel n'avait été abordée que par Hoffmann et Schumpelt [1] lorsque son étude fut reprise par Brochet, en vue de la préparation des métaux hydrogénants actifs [2]. Ce dernier auteur considère cette décomposition comme s'effectuant selon l'équation théorique $(HCO^2)^2Ni = 2CO^2 + H^2 + Ni$. Toutefois, la proportion d'hydrogène formé est toujours plus élevée et l'anhydride carbonique est mélangé d'oxyde de carbone. La disproportion entre les volumes de CO^2 et de H^2 s'expliquerait par une absorption de gaz carbonique par le nickel, ou bien par l'intervention de l'eau contenue dans le sel et qui ne se dégagerait qu'au moment de sa destruction. Enfin, une certaine quantité d'oxyde de carbone serait formée par réaction secondaire due à l'eau. Aucune indication n'a été fournie sur le volume total des gaz provenant d'un poids donné de formiate métallique, ni sur leur composition centésimale.

Les essais de décomposition thermique ont été effectués à partir du formiate de nickel ou du formiate de cobalt préparés dans un état de pureté aussi parfait que possible.

---

(3) *Bull. Soc. Chim.*, 2, 1935, p. 365.
(4) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 2258.

(1) *Ber. d. Chem. Ges.*, 49, 1890, p. 303.
(2) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 27, 1920, p. 897.

La décomposition thermique a été réalisée sur des poids connus de ces sels. On chauffe progressivement dans le vide, au moyen d'un dispositif analogue à celui utilisé par Lebeau pour l'étude de la pyrogénation des combustibles ([3]).

Les gaz, recueillis pour chaque palier de température de 100°, pour une durée de chauffe d'une heure, ont été mesurés et analysés. Les résultats sont rapportés à 1^g de sel.

Formiate de nickel. — Le formiate employé est le formiate $(HCO^2)^2Ni$, $2OH^2$. Ce sel se déshydrate sous la pression ordinaire à partir de 110°; on l'obtient anhydre si on le maintient un temps suffisant à 120-125°. Au cours de ces expériences de pyrogénation, on observe déjà un départ d'eau au-dessous de 100°. A 200°, la déshydratation s'achève en même temps que commence la décomposition du sel avec production de gaz.

Le tableau suivant réunit les données quantitatives caractéristiques de cette pyrogénation.

Températures.	Volumes totaux des gaz (cm³/g).	Volumes des divers constituants. CO^2.	H^2.	CO.	CH^4.	Indéterminés.
100 à 200°....	60	36,13	16,45	7,11	0,09	0,22
200 à 300°....	259,50	164,68	63,66	29,22	1,78	0,16
Total......	319,50	200,81	80,11	36,33	1,87	0,38

La majeure partie du gaz est recueillie entre 200 et 300°. En réalité, la décomposition se fait à une température peu supérieure à 200°. La composition centésimale des gaz est d'ailleurs, dans tous les cas, assez voisine et se rapproche de celle du mélange gazeux total, soit

CO^2 62,85; H^2 25,08; CO 11,37; CH^4 0,58; indéterminés 0,12.

La nacelle contient, pour 1^g de sel, 0^g,315 de nickel très divisé sensiblement pur.

En dehors de ce résidu et des gaz, on a condensé une quantité d'eau comprenant l'eau d'hydratation et de l'eau de réduction; cette eau est légèrement acide.

Formiate de cobalt. — Le formiate de cobalt utilisé est également le sel à $2OH^2$. Cet hydrate est stable à 20° dans le vide sulfurique et à 50° sous la pression ordinaire. Sa déshydratation se réalise complètement à 135°.

([3]) *Chimie et Industrie*, **14**, 1925, p. 10.

Dans l'action de la chaleur et du vide, on remarque une déshydratation nette au-dessous de 100° et l'ensemble de l'opération donne des résultats sensiblement identiques à ceux fournis par le formiate de nickel.

Les volumes du dégagement gazeux observé, tant pour le mélange total que pour les constituants, sont indiqués ci-dessous.

Températures.	Volumes totaux des gaz (cm³/g).	Volumes des divers constituants				
		CO^2.	H^2.	CO.	CH^4.	Indéterminés.
100 à 200°...	16,30	7,46	4,23	4,43	0,02	0,16
200 à 300°...	313,80	124,10	87,11	99,69	1,45	1,45
300 à 700°...	0,76	0,66	–	–	–	0,10
	330,86	132,22	91,34	104,12	1,47	1,71

La composition centésimale pour chacune des portions reste comparable à celle du mélange gazeux total, qui est

CO^2 39,97; H^2 27,60; CO 31,48; CH^4 0,44; Indéterminés 0,51.

Comme pour le formiate de nickel, la décomposition se produit à une température un peu supérieure à 200°.

Dans le cas du formiate de cobalt, le résidu fixe (0^g,368) est un mélange de cobalt métallique et d'oxyde inférieur.

Contrairement aux observations faites par Brochet concernant le formiate de nickel, des quantités importantes d'oxyde de carbone ont été dosées dans les mélanges gazeux résultant de ces pyrogénations, et l'équation de décomposition simple qu'il avait admise ne saurait être retenue. D'autre part, dans les produits de pyrolyse des deux formiates, il a été possible de caractériser nettement le méthane, dont la présence n'avait été signalée que dans le cas du formiate de nickel ([1]). La formation de ce gaz est certainement due à l'intervention, comme catalyseur, du résidu de métal réduit provenant de la pyrogénation de l'un ou l'autre de ces sels.

PÉTROGRAPHIE. — *Sur l'existence de halos pléochroïques dans certains gneiss du massif d'Alger et les conséquences géologiques qui en découlent.* Note de M. **Louis Royer**, présentée par M. Charles Mauguin.

1. Certains gneiss écrasés du massif d'Alger dont j'ai donné la description pétrographique (1) renferment dans leurs lames de biotite de très nombreux halos pléochroïques; c'est en particulier le cas pour un gneiss mylotinisé provenant du chantier de la nouvelle mairie d'Alger.

On sait que les halos pléochroïques sont dus au bombardement par les particules α provenant des éléments radioactifs contenus dans les cristaux de zircon qui forment le noyau des halos.

Dans les gneiss en étude, on peut distinguer deux sortes de halos.

Dans les premiers, les noyaux sont invisibles ou très petits et les halos circulaires ou quasi circulaires.

Dans les seconds, les noyaux sont constitués par des zircons prismatiques à aspect grenu, corrodés ou décomposés, pouvant atteindre une taille de quelque $0^{mm},03$ dans leur plus grande dimension; les halos sont alors formés par une bande sombre entourant le cristal à une certaine distance sur tout son pourtour, de sorte qu'ils affectent une forme plus ou moins allongée analogue à celle du zircon lui-même.

Tous ces halos se présentent sous forme d'une zone qui paraît, au moins à l'œil, colorée d'une teinte uniforme plus foncée que la biotite environnante; nulle part on ne discerne dans les halos une texture concentrique qui résulterait de l'existence de plusieurs bandes foncées séparées les unes des autres par des plages moins sombres. Il n'est pas exclu qu'une étude microphotométrique des halos puisse mettre en évidence une pareille texture concentrique là où l'œil n'observe qu'une plage uniforme.

D'autres zircons, inclus dans la biotite, sont dépourvus d'auréoles pléochroïques; cela ne saurait surprendre, c'est simplement qu'ils ne renferment aucune matière radioactive.

D'après la valeur du diamètre maximum ($0^{mm},03$) des halos en étude, il semble que les inclusions radioactives des zircons formant noyaux sont constituées par des éléments de la famille de l'uranium. Ce n'est que tout à fait exceptionnellement que l'on observe des halos dont le diamètre maximum ($0^{mm},04$) indique la présence dans le noyau d'éléments de la famille du thorium.

---

(1) *Bull. Serv. Carte Géolog. de l'Algérie*, 5e série, n° 2, 1937.

Quand on chauffe ces biotites pléochroïques, les halos persistent sans aucune altération jusqu'à une température de 600° environ; au-dessus de cette température les halos deviennent flous et indistincts; les plus persistants finissent par disparaître complètement vers 1100° environ.

Ces gneiss à halos, réduits en poudre et mis en contact avec la couche sensible d'une plaque photographique, ne provoquent après un mois aucun noircissement de la plaque photographique.

2. On sait que l'existence de halos pléochroïques dans des roches éruptives et métamorphiques acides anciennes est un phénomène très fréquent; mais les mêmes roches d'âge récent (tertiaire) en sont totalement dépourvues ou ne montrent que des halos très petits à peine ébauchés. Tous les auteurs sont d'accord pour admettre que les halos à noyaux de zircon n'atteignent leur plein développement qu'après un temps extrêmement long.

De nombreuses observations dans des régions variées ont montré qu'un sédiment pratiquement exempt de halos pléochroïques pouvait contenir de nombreuses auréoles après avoir subi un métamorphisme par une roche acide. C'est pour cette raison que l'on admet que dans un paragneiss les halos pléochroïques se développent surtout à partir du moment du métamorphisme. Le développement plus ou moins poussé de pareils halos est donc en relation avec l'âge du métamorphisme de ce paragneiss.

3. Or, l'âge des schistes cristallins du massif d'Alger est encore mal établi du fait que jusqu'ici ces schistes n'ont pu être mis en relation stratigraphique qu'avec des terrains récents d'âge tertiaire. D'autre part, ces schistes cristallins dans leurs termes les plus métamorphiques, ont des compositions minéralogique et chimique très voisines de celles des roches éruptives d'âge tertiaire qui affleurent dans le voisinage sur le littoral algérien. Aussi avait-on envisagé l'hypothèse que le métamorphisme de ces schistes pourrait être d'âge tertiaire.

J'ai déjà montré ([2]) que l'étude de la thermoluminescence de ces schistes fournissait une présomption en faveur d'un métamorphisme beaucoup plus ancien. L'existence de halos pléochroïques dans certains gneiss de ce complexe cristallophyllien transforme cette présomption en une quasi-certitude.

En effet, il me paraît tout à fait impossible qu'un sédiment métamorphisé au tertiaire puisse présenter des halos pléochroïques d'un développe-

---

([2]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 602.

ment analogue à celui que l'on observe dans les gneiss en étude. D'après l'état actuel des halos, il y a tout lieu de penser que le métamorphisme est au plus d'âge primaire, mais rien ne s'oppose à ce qu'il soit antécambrien.

Les sédiments qui constituent la roche originelle de ces paraschistes sont donc très anciens; leur métamorphisme se place vraisemblablement, soit dans le cycle hercynien, soit dans le cycle calédonien.

En plus, les halos pléochroïques font penser que depuis leur métamorphisme, ces schistes cristallins n'ont subi à aucun moment de leur histoire une élévation de température maxima de l'ordre de 600° à 800°.

GÉOLOGIE. — *Résultats d'une mission en Côte française des Somalis.* Note de M. E. Aubert de La Rüe.

La nature géologique de la Somalie française est connue dans ses grandes lignes par les observations d'Aubry [1], d'Arsandaux [2], de P. Teilhard, de Chardin et P. Lamare [3], de M. Dreyfuss [4]. Certaines parties de la colonie, l'ouest et la région du Bab-el-Mandeb notamment, n'avaient pourtant encore été l'objet d'aucune étude et les recherches que je viens de poursuivre en 1938 ont eu pour but principal leur exploration.

Les travaux antérieurs ont montré que la Somalie française, sauf les environs d'Ali-Sabieh où affleurent des sédiments jurassiques et crétacés, était formée de laves résultant d'éruptions qui se sont succédé du Crétacé au Quaternaire. On distingue, à la base, une série basaltique ancienne, surmontée par des rhyolites, recouverts par des basaltes récents. Sur ces laves reposent des dépôts quaternaires, marins le long de la côte et lacustres dans les dépressions tectoniques de l'intérieur. Ces derniers, sauf ceux d'Assal, considérés comme étant des dépôts d'eau douce, se sont formés dans des eaux saumâtres (Gobad, Dikkil, Hanleh, Gagadeh), comme le prouve la présence d'argiles gypseuses et salifères.

Des galets de roches cristallines (pegmatites, diorites, gabbros, etc.) s'observent dans les cailloutis de Dikkil et du Gobad, amenés d'Ethiopie

---

(1) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 3e série, 14, 1886, p. 201-222.
(2) *Contribution à l'étude des roches alcalines de l'Est-Africain,* 1906, p. 1-96.
(3) *Mém. Soc. Géol. Fr.*, 14, 1930, p. 1-83.
(4) *Rev. de Géogr. Phys. et de Géol. Dynamique*, 4, IV, 1931, p. 287-385.

par les oueds Dourdour et Dagadera. Les recherches faites en Somalie française pour trouver un affleurement du socle cristallin n'ont donné aucun résultat positif, mais m'ont permis de découvrir, à 4^{km} au sud-est de Garbes, dans le Hanleh, un petit anticlinal gréseux (N 30° E, avec pendages respectifs de 25° S 70° E et 40° N 60° W). Ce sont des grès rougeâtres renfermant des débris basaltiques roulés et rubéfiés. Il est difficile d'établir une corrélation entre eux et ceux d'Ali-Sabieh, d'un faciès différent et de préciser leur âge.

Les basaltes anciens, considérés comme postérieurs aux grès d'Ali-Sabieh, semblent parfois interstratifiés au milieu de ceux-ci (massif du Daréïn). Ces basaltes, signalés en des points limités des Mabla, ont une large extension. Ils forment la base de ce massif où ils affleurent dans la plupart des vallées, souvent jusqu'à plus de 1000^{m} d'altitude. On les retrouve dans le Goudah (vallées d'Aiboli et de Magaleh), dans les Dakka (Hassa-Ali), au pied des monts Iagueri (Ravin d'Orgoïta), dans le massif du Boura, ainsi que dans les monts Ado-Aleh.

Les premières éruptions rhyolitiques se sont produites alors que les épanchements de basaltes anciens n'avaient pas encore cessé, car par endroits alternent des coulées basiques et acides (O. Adoleï). Cette série rhyolitique a un développement plus considérable encore qu'on ne le pensait. Je citerai les affleurements nouveaux du pourtour du Hanleh (Baba-Alou etc.), des Dakka (Hassa-Ali, Ourbat-Daba), de la côte orientale du Ghoubet-Kharab, des flancs nord et ouest du Goudah (Vallées de Mabdahou et d'Ororei). Les rhyolites occupent encore de grandes surfaces dans la zone montagneuse comprise entre le plateau d'Obock et l'Érythrée, mais n'atteignent la mer qu'en un seul point, au Ras Doumeira. Cette série rhyolitique comprend des types hyperalcalins (Pantellerites et comendites), connus dans les Mabla, près d'Hol-Hol etc., dont j'ai relevé de nouveaux gisements au Goudah (O. Magaleh), dans le massif d'Ado-Aleh (Dergoli), à l'ouest de l'Arta (Mt. Koranke) etc. Ces rhyolites forment des coulées stratoïdes, et parfois des dykes, mais il est difficile d'identifier les anciens centres éruptifs. Leur puissance, très variable, ne semble pas dépasser 500^{m}.

Les basaltes récents sont le plus souvent liés à des éruptions fissurales, dont les coulées sub-horizontales forment des empilements de plus de 1000^{m} (Goudah, Dollad, Gamareh). Le Garbi (1500^{m}) paraît être le plus vaste des appareils volcaniques de cette série, dont font aussi partie les petits cônes du S-E de la Somalie française et du fond du Ghoubet-Kharab. Le Ras

Siane, cône strombolien démantelé, en bordure du Bab-el-Mandeb, est le seul du nord de la colonie. Ces basaltes récents sont antérieurs aux récifs coralliens soulevés du littoral, mais recouvrent localement les dépôts lacustres quaternaires. Aubry avait signalé ce fait dans la cuvette d'Assal et je l'ai observé près de Dikkil, dans la vallée de Kouri et la plaine de Gagadeh. Les vastes régions tabulaires édifiées par ces basaltes ont été morcelées par de nombreuses failles, affectant dans l'ouest de la colonie une direction générale NW-SE qui tend à devenir progressivement NNW-SSE dans le nord du territoire.

GÉOLOGIE. — *Sur l'origine et la genèse du minerai de fer oxfordien de Neuvizy (Ardennes).* Note de M. **Antoine Bonte**, présentée par M. Lucien Cayeux.

La partie supérieure de l'Oxfordien (Zone à *Cardioceras cordatum*) est représentée, dans les Ardennes, par les calcaires marneux bleus à *Rhynchonella Thurmanni* surmontés par une couche de 3^m d'épaisseur de calcaire marneux gris jaunâtre tendre, pétri d'oolithes ferrugineuses.

La couche oolithique, extrêmement régulière, forme un excellent repère stratigraphique; elle est associée, par places, à un minerai de fer oolithique qui fut autrefois exploité.

Les auteurs ont admis généralement le passage latéral des deux formations, le minerai étant considéré comme le produit de décalcification sur place de la marne à oolithes. En effet, l'attaque lente par un acide de la marne ferrugineuse donne un résidu comparable en tous points au minerai : les oolithes sont concentrées dans une gangue argileuse peu abondante et les fossiles, en partie silicifiés dans la marne, se présentent exactement sous le même aspect carié.

La décalcification est donc certaine, mais plusieurs arguments montrent qu'elle ne suffit pas à expliquer la formation du minerai.

La marne à oolithes ferrugineuses, en effet, a une puissance de 3 mètres; si l'on tient compte de la contraction par décalcification, qui est de l'ordre de 1/2,5, le minerai ne devrait pas dépasser $1^m,20$ d'épaisseur, alors qu'il était, en fait, exploité sur 3 ou 4 mètres.

Par ailleurs Sauvage et Buvignier [1] ont signalé, à Vieil-Saint-Rémy,

---

(1) *Statistique minéralogique et géologique du département des Ardennes.* Mézières, 1842, p. 298.

le fait très important de la superposition du minerai *au calcaire marneux tendre pétri d'oolithes de fer hydroxydé*.

Il ne peut donc y avoir passage latéral par décalcification locale et l'hypothèse d'un remaniement s'impose.

En faveur d'une reprise du sédiment, avec transport par des courants, la disposition en stratification entrecroisée des oolithes du minerai, l'intercalation de *petits lits discontinus de fossiles en partie brisés et silicifiés* (²) sont des arguments intéressants.

La répartition quantitative des groupes représentés en est un autre : si, au point de vue qualitatif, marne et minerai possèdent rigoureusement la même faune, les coquilles fragiles (oursins, brachiopodes) sont exceptionnelles et fragmentaires dans l'oolithe ferrugineuse, alors qu'elles abondent dans le sédiment originel; les fossiles résistants, solidement entretoisés (ammonites, gastropodes), bien que rares dans la marne, sont au contraire richement représentés dans le minerai.

L'idée de *transformation ultérieure* avait été exclue par A. de Lapparent (*loc. cit.*) à cause de la présence, au-dessus de l'oolithe ferrugineuse, des sables verts du Gault. L'hypothèse d'une reprise antecrétacée pouvait être séduisante, mais le caractère du Wealdien de la région, toujours très siliceux, s'accommode mal de la nature pétrographique du minerai dans lequel le quartz détritique est très rare; par ailleurs, aucun des niveaux supérieurs à l'oxfordien ne semble s'y trouver remanié.

Une autre hypothèse se présente à l'esprit : le minerai de fer serait un produit de remaniement subcontemporain et par conséquent oxfordien.

La marne à oolithes ferrugineuses, élément normal au point de vue stratigraphique, correspond déjà à une sédimentation assez troublée, attestée par la présence d'oolithes composées et de fragments roulés du sédiment en cours d'élaboration; mais c'est à la fin du dépôt de la marne que l'instabilité atteignit son maximum comme l'indique le cordon de galets qui, en certains points, couronne la formation. C'est alors que des courants violents, balayant le fond en voie de surélévation, défonçaient les couches précédemment déposées, roulaient sur place les fragments consolidés pendant que les parties tendres, au contraire, fortement délavées, étaient mises en suspension; dans les bas-fonds voisins, les grains ferrugineux plus denses se déposaient en couches épaisses, donnant une concentration en fer beau-

(²) De Lapparent *in* H. Douvillé, *Bull. Soc. Géol. France*, 3ᵉ série, 9, 1881, p. 458.

coup plus importante, que les anciens lavoirs à minerai n'avaient plus qu'à achever, tandis que les particules argileuses étaient entraînées au loin.

Quant à la décalcification, elle est contemporaine du remaniement; par contre, la cimentation locale du minerai par de la calcite est postérieure et, peut-être, récente.

On se trouve ainsi en présence d'un sédiment fortement remanié, produit d'abrasion sous-marine, de lavage et de transport avec calibrage et triage par densité sous l'action de forts courants; et il faut, dès lors, admettre à la fin de l'Oxfordien une période de grande instabilité des fonds sous-marins.

Ceci permet d'étendre aux Ardennes les conclusions formulées par M. Cayeux ([3]) pour les minerais de même âge du Calvados et de confirmer, une fois de plus, la nécessité, *pour engendrer des gisements de fer sédimentaires, de milieux en perpétuelle rupture d'équilibre* ([4]) (*loc. cit.*, p. 947).

HYDRAULIQUE SOUTERRAINE. — *Nouvelles formules pour le calcul du débit des nappes.* Note ([1]) de M. **Auguste Vibert**, présentée par M. Émile Jouguet.

L'analyse des constatations, faites pendant les pompages effectués sur des puits filtrants, montre que l'écoulement d'une nappe incluse dans un terrain poreux homogène, reposant sur un substratum imperméable horizontal, se fait comme s'il existait un potentiel des vitesses, caractérisé par des surfaces équipotentielles engendrées par une famille d'ellipses concentriques de même excentricité et ayant leur petit axe sur le support de la nappe.

L'équation générale de ces ellipses, rapportée aux axes OX et OY' (*fig.* 1), est

$$X^2 + \beta^2 y^2 = m^2 a^2 \beta^2 \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{b}{a} < 1. \tag{1}$$

([3]) *Les minerais de fer oolithiques de France*, fasc. II, *Minerais de fer secondaires*, p. 832.

([4]) De l'étude pétrographique du minerai de Neuvizy, M. Cayeux (*loc. cit.*, p. 802) a déduit la nécessité d'une remise en mouvement d'éléments ferrugineux préexistants, assimilant l'ensemble des minerais oxfordiens à des dépôts détritiques relevant du groupe des poudingues à très petits éléments, p. 837.

([1]) Séance du 23 janvier 1939.

1° *Puits filtrant reposant sur le substratum de la nappe.* — La méridienne de la courbe d'abaissement (*fig.* 1) étant normale aux équipotentielles, a pour équation générale

(2) $$\log_e y + C = \beta^2 \log_e x.$$

ε étant le module de perméabilité, dans la section cylindrique verticale

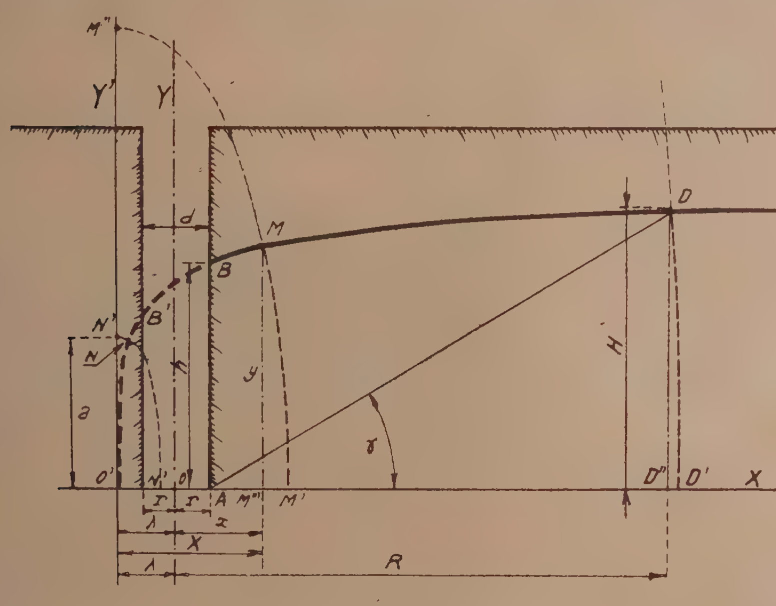


Fig. 1.

passant par le point D($X = \lambda + R$ et $y = H$), situé à une distance suffisante de l'axe du puits pour que la loi de Darcy $v = \alpha i$, soit applicable, on peut écrire

$$q = 2\pi R \varepsilon H \frac{dy}{dX} = 2\pi R \varepsilon \frac{\beta^2 H^2}{\lambda + R}.$$

L'application successive de l'équation (2) aux points D et M donne, tous calculs effectués,

$$q = \frac{2\pi\varepsilon R \beta^2 H^2 \left[1 - \left(\frac{y}{H}\right)^{\frac{1}{\beta^2}}\right]}{R - x} \quad \text{ou} \quad R - x = K\left[1 - \left(\frac{y}{H}\right)^{\frac{1}{\beta^2}}\right],$$

avec

$$K = \frac{\beta^2 R H^2}{n} \quad \text{et} \quad n = \frac{q}{2\pi\varepsilon},$$

qui est l'équation de la courbe d'abaissement de la nappe en mouvement.

2° *Exutoire naturel rectiligne ou drain filtrant.* — Si L est la longueur de

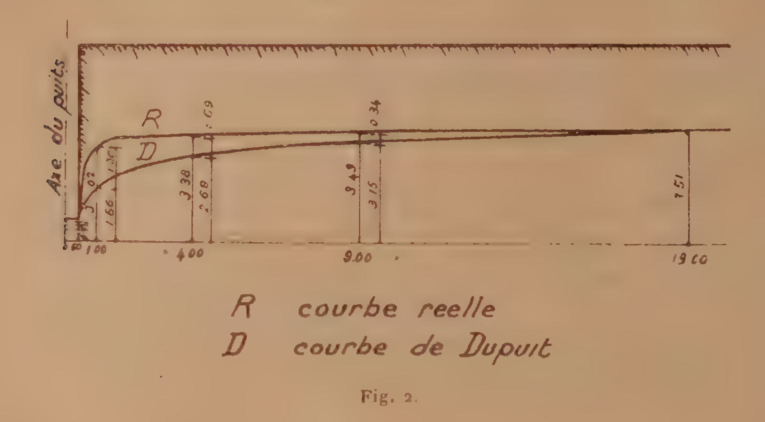


Fig. 2.

l'exutoire, l la distance de la section de référence de hauteur H, à la paroi d'émission, nous pouvons écrire de même

$$q = \frac{L\varepsilon\beta^2 H^2 \left[1 - \left(\frac{y}{H}\right)^{\frac{1}{\beta^2}}\right]}{l} \quad \text{et} \quad l - x = K\left[1 - \left(\frac{y}{H}\right)^{\frac{1}{\beta^2}}\right].$$

Vérification des formules. — L'expérience a confirmé nos hypothèses et montré que $1/\beta^2$ a une valeur voisine de 20. La figure 2 ci-dessus résume une expérience caractéristique. A l'échelle du dessin, la courbe qui résulte de nos équations ne peut être différenciée de la courbe réelle R. Aux erreurs de mesure près, les deux courbes se confondent. Les équations de Dupuit, au contraire, donnent une courbe D (*fig.* 2), qui se tient très au-dessous de la courbe réelle; son approximation est nettement insuffisante.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur l'origine africaine d'un cyclone tropical dévastateur dans la région de New York.* Note de M. **Henry Hubert**.

Le 21 septembre 1938, le centre d'un cyclone d'une extrême violence passait au-dessus de Long Island, à 60^{km} à l'est de New York. Il s'évanouissait le lendemain. Sur son bref parcours continental il avait causé la

mort de 600 personnes et provoqué des désastres matériels évalués à plus de 250 millions de dollars (¹).

Il s'agissait d'un cyclone tropical, dépisté, comme dépression, par le Weather Bureau, depuis le 13 septembre, alors qu'il se trouvait sur l'Atlantique à 2000^{km} seulement de la côte du Sénégal.

Grâce aux excellentes observations du Service Météorologique de l'A. O. F., il m'a été possible d'établir d'une façon complète les cartes météorologiques de l'Afrique de l'Ouest avant le 13 septembre et de reconstituer le début de l'histoire de ce cyclone. On trouvera ici un bref résumé de cette reconstitution.

Du 4 au 7 septembre 1938, la répartition normale des isobares dans l'Afrique de l'Ouest ne subit pas de modifications notables : zone permanente de pressions faibles (1005-1010 mb) dont le centre est souvent voisin de Tamanrasset et située entre deux isobares de 1015 mb, l'une allant en gros du cap Juby vers Alger ou Tunis, l'autre allant de Freetown vers Cotonou, en mordant plus ou moins sur le littoral du Golfe de Guinée. Pour cette période, ce n'est que dans le dispositif des isallobares qu'on peut trouver matière à observation concernant le cyclone étudié.

On sait que ces isallobares forment des noyaux qui se déplacent de l'Est à l'Ouest (²). Pour la période considérée, les noyaux négatifs, très allongés suivant une direction subméridienne, occupaient en longitude des espaces de l'ordre de 700 à 2500^{km}, et étaient séparés les uns des autres par des noyaux positifs du même ordre de grandeur. La vitesse de déplacement de leur centre était de l'ordre de 900 à 1200^{km} par 24 heures.

Le 4 septembre, la bordure d'un noyau négatif d'aspect banal fait son apparition à Bilma (—0,9 mb). Il est centré le 5 sur Bilma (—3,1 mb), le 6 sur Kidal (—4,5 mb), le 7 sur Néma (—4,9 mb) et Araouan (—5,5 mb), le 8 sur Kaolack (—6,3 mb); à partir du 9 il chemine sur l'océan, de l'Est à l'Ouest.

Jusqu'au 7 septembre, ce noyau n'a pas eu d'autre effet que d'abaisser vers le Sud, et dans son voisinage immédiat, la limite méridionale de la zone des faibles pressions de Tamanrasset, et il semblait destiné à donner simplement naissance à une petite dépression banale qui s'éloignerait sur l'Atlantique. Or, exceptionnellement, le 7 septembre, sans qu'il y ait eu renforcement apparent de l'anticyclone des Açores (ce renforcement ne sera sensible qu'à partir du lendemain), on constate que l'isobare 1015 prend subitement sur la côte d'Afrique une orientation subméridienne et pénètre en doigt de gant dans l'A. O. F. jusqu'à la limite septentrionale de la Guinée française. En même temps commence à se produire une invasion corrélative de l'alizé dans l'Adrar mauritanien. Il y a là quelque chose d'analogue à ce que j'ai

(¹) I. R. Tannehill, *Month. Weather Review*, 66, n° 9, 1938, p. 286.

(²) S. Frolow, *Ann. Phys. Globe France d'Outre-Mer*, n° 14, 1936, p. 57.

signalé comme caractérisant l'amorce des cyclones tropicaux dans les parties occidentales des océans ([3]).

Cette analogie s'accentue le lendemain. L'alizé, descendu alors jusqu'à Ziguinchor, souffle sur la bordure ouest d'une petite dépression encore peu profonde (1006 mb) et désormais indépendante : elle vient de se détacher de la zone des faibles pressions de Tamanrasset et occupe le Sénégal. En même temps le domaine de la mousson a été brusquement rejeté au sud de la petite dépression formée, et déjà l'action antagoniste des deux vents, si rare en A. O. F., se traduit par une circulation cyclonique autour de cette dépression. Les conditions qui président à la formation d'un cyclone tropical sont amorcées.

Autant qu'on puisse suivre les variations des isobares au-dessus de l'Atlantique, on constate que la déformation en doigt de gant de l'isobare 1015 se déplace progressivement vers l'Ouest, toujours au-devant de la dépression née au Sénégal et que celle-ci continue à se creuser, jusqu'à devenir un cyclone tropical à partir du 16 septembre.

C'est la première fois, semble-t-il, qu'on est ainsi en mesure de suivre l'évolution d'un cyclone tropical, d'abord à partir du banal creusement d'un noyau isallobarique, puis à partir du début de l'individualisation d'une dépression indépendante. C'est la première fois aussi qu'il est possible de montrer l'origine africaine d'un cyclone tropical atlantique, à environ 12000^{km} du littoral sur lequel il devait exercer ses ravages.

MÉTÉOROLOGIE. — *La composante annuelle de la pluie en Syrie et au Liban.* Note ([1]) de M. **Soubhi Mazloum**, présentée par M. Georges Perrier.

Les données de près de 50 pluviomètres observés en Syrie, au Liban et dans les pays limitrophes (Irak, Palestine et Transjordanie) ont été analysées suivant la méthode de M. H. Labrouste. Cette Note est consacrée à l'étude de la composante annuelle dégagée (phase, importance relative et mode de propagation).

([3]) *Ann. Physique Globe France d'Outre-Mer,* n° 4, 1934, p. 97.

([1]) Séance du 9 janvier 1939.

Station.	Phase.	Importance.
Syrie.		
Alep	— 6,5	46,7
Alexandrette	— 2,5	39
Antioche	— 4,2	50
Azaz	— 5,2	60,5
Damas	— 2	47,7
Deir-ez-Zor	— 3,7	23
Dera'ā	— 6,2	51
Djabboul	— 2,5	–
Djérablous	— 7	44,7
Djisr-Choghour	— 2,5	57,5
Hama	— 6	43,6
Homs	— 6,3	63,3
Hassetché	— 5,4	48,8
Idlib	— 6	61,7
Kamechlié	—10	–
Karyatein	— 3,5	61,5
Kirik-Khan	— 2,8	61,3
Lattaquié	— 3,9	48,1
Syrie (suite).		
Maaret-Nomān	—6,7	–
Massyaf	—5,8	69,3
Muslimié	—7,5	51
Nebek	—0,5	53,3
Palmyre	0,0	43
Rakka	—5	–
Salkhad	—5,8	58,5
Sélémié	—5,8	60,9
Soueida	—6,5	46,3
T_2 (I. P. C.)	—3,3	25,9
T_4 (I. P. C.)	—2,5	30
Tartous	—2,8	58
Liban.		
Beyrouth (Naz.)	—3,4	48,1
Djezzine	—6,7	46,6
Ksara	—4,9	40
Le Krey	—4,9	44,2
Rachaya	—4,2	67,2
Liban (suite).		
Rayak	—4,5	55,6
Tripoli	—3,7	51
Palestine.		
Djénine	—3,8	60,3
Gaza	+1,2	39,6
Haïfa	—1,8	53,4
Hebron	—5	40
Jérusalem	—4,4	37,7
Nazareth	—3,3	55
Tel-Aviv	—2	65
Tibériade	—5,3	59,4
Irak.		
Bagdad (Hinaidi)	—4,1	24,6
Mossoul	—8,2	50,3
Rutbah	—6,3	33
Transjordanie.		
Ammāne	—5,3	56

La carte ci-contre reproduit une interprétation des isophases moyennes (trait continu) et des courbes d'égale importance relative (trait interrompu) : les isophases ont été cotées en centièmes de T à partir de la station où la phase la plus précoce a été observée (Palmyre, 15 septembre).

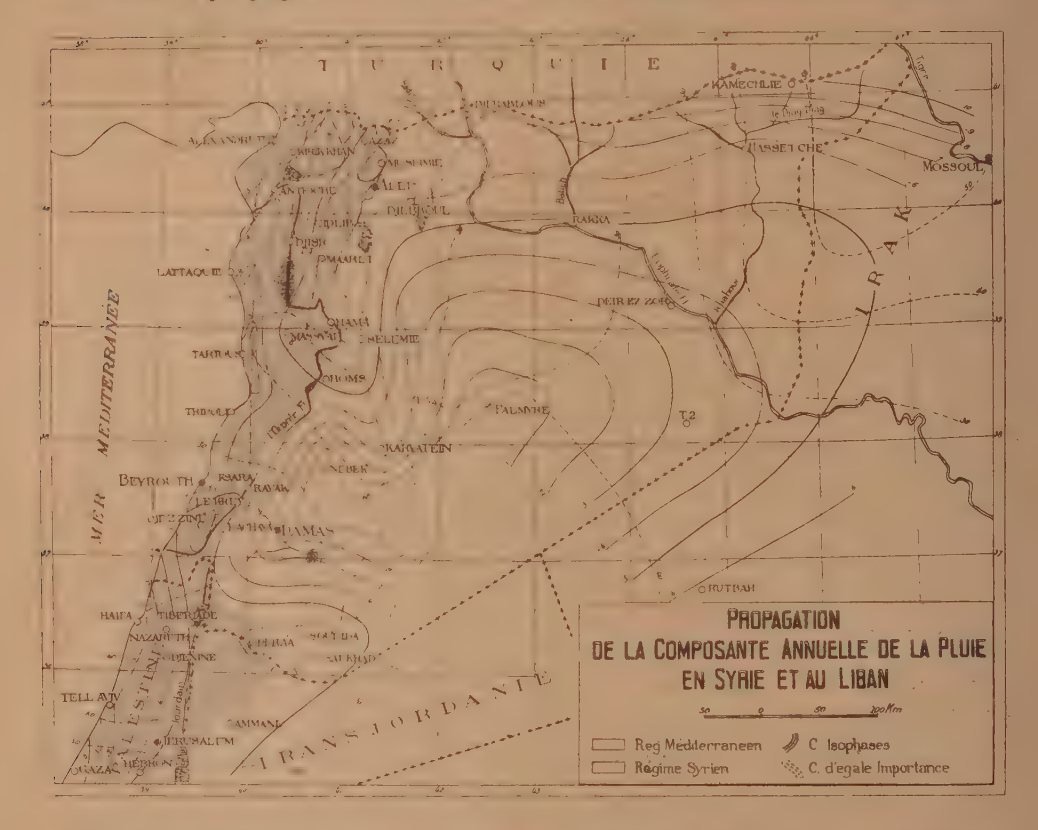
L'examen de cette carte révèle qu'il règne en Syrie et au Liban deux régimes différents : l'un, côtier ou *méditerranéen*, caractérisé par une décroissance régulière de la phase à partir de la côte ; et l'autre, intérieur ou *syrien*, qui présente une zone de divergence (Damas-Palmyre) autour de laquelle la phase décroît dans toutes les directions. L'un et l'autre régime empruntent leurs précipitations à la Méditerranée ; leur différence peut être expliquée par les causes de production de la pluie.

Dans le régime méditerranéen, le relief joue un rôle prépondérant ; l'air, chargé d'humidité, vient se heurter aux chaînes du Liban et des Ansariehs et prend un mouvement ascendant accompagné d'une détente qui provoque la pluie : aussi la phase décroît à mesure qu'on s'éloigne de la mer.

Dans le régime syrien, le relief est peu accentué et les pluies doivent être attribuées à des conditions thermiques (mouvements de convection). Or, sur la carte des températures moyennes réduites au niveau de la mer, on observe que la température s'élève à mesure qu'on avance dans les steppes désertiques, tandis que l'humidité de l'air diminue ; et comme, par ailleurs, la composante annuelle de la température est en avance sur celle

de la pluie, il existe une zone où les phénomènes de convection se produisent avec une avance de phase maximum : c'est la zone de divergence reconnue.

Ainsi la propagation de la composante annuelle des pluies peut traduire



leur caractère orographique dans le régime méditerranéen, et leur caractère convectif dans le régime syrien.

Sa vitesse de propagation varie suivant la trajectoire suivie (50^{km} par mois dans la vallée de l'Oronte, 500^{km} par mois sur l'Euphrate et dans les plaines désertiques).

Enfin le réseau des courbes d'égale importance est sensiblement orthogonal à celui des isophases; il en résulte qu'en Syrie et au Liban, aussi bien qu'en Argentine et en Indochine, la composante annuelle de la pluie se propage en conservant la valeur relative de son amplitude.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de la colchicine et du chloral sur les racines de* Vicia Faba. Note de M. **Raymond Garrigues**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

Il semble, d'après les descriptions précédemment publiées, que le chloral (Nemec, Sakamura, Van Regemorter) et la colchicine (Dustin et ses collaborateurs, Gavaudan, Mangenot) exercent sur les mitoses des actions comparables. Par ailleurs un des effets les plus frappants de la colchicine consiste dans la tuméfaction des organes traités (racines, coléoptiles); or, on n'a jamais signalé que le chloral produise le même effet tuméfiant. Nous avons pensé qu'il serait intéressant de comparer, avec précision, les effets de ces deux substances sur un même objet : la racine de *Vicia Faba*. Nous avons donc soumis comparativement des racines de cette espèce (attachées à la plantule) à des solutions, dans du liquide de Knop, de colchicine et d'hydrate de chloral [1].

1° Les racines soumises à l'action de la colchicine subissent régulièrement la tuméfaction subterminale de la zone de croissance. L'hydrate de chloral ne produit aucun effet tuméfiant, quelle que soit la concentration employée.

2° La colchicine ne modifie pas sensiblement la structure du noyau en interphase : celui-ci conserve notamment, même dans les racines traitées pendant huit jours, son réseau de chromatine, porteur de quelques chromocentres; au contraire, les noyaux chloralisés présentent en grand nombre, 24 heures après, un réseau à travées épaissies, moins nombreuses, ayant tendance à s'agglomérer; ce phénomène, en s'accentuant, aboutit rapidement à la formation de noyaux pycnotiques.

3° La plupart des noyaux présentent, dans les racines colchicinées, un contour très irrégulièrement incisé, avec des lobes plus ou moins nombreux et ayant tendance à s'isoler. De plus on observe, dans ces mêmes racines, d'indubitables figures d'amitoses. Au contraire, les noyaux des racines chloralisées ne sont nullement incisés et l'existence d'amitoses y est douteuse.

4° Les dimensions des noyaux augmentent très rapidement dans les racines colchicinées. De 10$^{\mu}$ (dimension normale 8$^{\mu}$) après 24 heures de

---

(1) Solutions de colchicine à 1/2000 et à 1/200 (les effets produits sont essentiellement les mêmes) et d'hydrate de chloral aux mêmes concentrations, dans du liquide de Knop dilué de moitié.

traitement, ils présentent, vers le troisième jour, des diamètres de l'ordre de 16^{μ} à 24^{μ}, vers le quatrième jour de 18^{μ} à 23^{μ}, vers les septième et huitième jours de 25^{μ} à 35^{μ}; dans les ébauches radicellaires, l'augmentation de volume est beaucoup plus marquée encore : les noyaux y présentent, en effet, vers le huitième jour, des diamètres de 42 à 55^{μ}. En même temps que le volume augmente, le nombre de nucléoles devient plus élevé.

Il ne nous paraît pas possible d'admettre que cet accroissement de volume, continu, rapide, et intéressant l'ensemble des noyaux des régions sensibles (méristème apical, ébauches radicellaires), résulte exclusivement de stathmocinèses successives ayant provoqué des redoublements du nombre des chromosomes; le nombre de prophases, évalué chaque jour, indique nettement que, dans chaque méristème, de nombreux noyaux restent au repos pendant toute la durée de l'expérience; dans les ébauches radicellaires, même, les figures cinétiques sont extrêmement rares. De plus les stathmocinèses sont lentes, comme le montre le grand nombre de figures de dispersion chromosomique sur l'aire fusoriale (pseudométaphases). Il faut donc admettre, avec Mangenot, que la colchicine provoque une augmentation du volume nucléaire, avec synthèse de chromatine, même dans la cellule ne se divisant pas (²), action plus marquée au niveau des ébauches radicellaires qu'au niveau des méristèmes initiaux (²).

Par contre, le chloral n'exerce, quelle que soit la concentration, aucune action semblable sur le noyau; les noyaux chloralisés sont, au bout de huit jours, de même dimension ou plus petits qu'au début de l'expérience (6 à 8^{μ}).

5° La stathmocinèse colchicinique est maintenant trop connue pour qu'il soit utile de la décrire. Le chloral exerce, assurément, sur le cours de la mitose déjà déclenchée, une action comparable, c'est-à-dire qu'il inhibe le fuseau et empêche la constitution d'une plaque équatoriale, puis la séparation des chromosomes-fils. Mais il y a plus : il semble que le chloral ne permette pas aux noyaux interphasiques d'entrer en prophase, comme tend à le montrer, non seulement la diminution rapide du nombre des figures prophasiques, dans les racines traitées, mais encore le fait que toutes les figures prophasiques observées se rapportent à des stades tardifs (chromosomes déjà formés et clivés).

Il résulte de cet ensemble de faits que le chloral et la colchicine exercent sur le noyau des actions profondément différentes : la colchine influe sur le

(²) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 222.

métabolisme sans altérer, du moins si le traitement n'est pas prolongé à l'excès, les structures cellulaires; au contraire, le chloral modifie manifestement et finit par bouleverser la structure du noyau.

Chloral et colchicine inhibent la multiplication du nombre des cellules; mais on conçoit que le chloral, substance très toxique, ne permette pas, comme le fait la colchicine, la croissance des cellules bloquées dans la zone d'allongement (Mangenot) et, par conséquent, ne provoque pas la tuméfaction subterminale de la racine ([3]).

ZOOLOGIE. — *Sur la parthénogenèse des* Tettigoniidæ (*Orthoptères*). Note de M. **Pierre Cappe de Baillon**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'étude de la parthénogenèse des *Tettigoniidæ* s'est bornée, jusqu'ici, à quelques essais d'élevages. En 1907, P. Bérenguier a signalé le premier l'éclosion d'une larve dans une ponte non fécondée du *Saga pedo* Pall ([1]). Un cas du même genre a été mentionné par Fr. Zacher (1928) chez le *Phlugiola redtenbacheri* Karny (*Deutsche ent. Zeitschr.*, 1928, p. 77-80). L'élevage d'une femelle isolée du *Xiphidiopsis lita* Hebard a fourni à O. H. Swezey (1929) six œufs qui, tous, ont donné un embryon ([2]).

([3]) D'après Levan (*Hereditas*, 25, 1939, p. 87-96), les substances de croissance (acide naphtalène-acétique, etc.) inhibent la croissance des racines et radicelles d'*Allium Cepa* et en provoquent la tuméfaction subterminale par hypertrophie des cellules; en même temps, les noyaux sont hypertrophiés, avec multiplication consécutive du nombre des chromosomes. Il paraît intéressant de remarquer l'analogie entre ces effets des hétéroauxines et ceux de la colchicine, d'après les recherches de Mangenot et les nôtres; on comprend que les cellules des racines colchicinées, ne pouvant se multiplier et restant ainsi soumises à une action prolongée des facteurs physiologiques de la croissance, se trouvent dans des conditions comparables à celles des racines traitées par des substances de croissance. Il est bien entendu que l'accroissement de volume, sous l'action de la colchicine, du noyau en interphase et l'accroissement de la masse de chromatine qu'il contient, n'excluent nullement la formation de noyaux polyploïdes par doublement du nombre des chromosomes au cours de la stathmocinèse. Ces deux effets sont réels et peuvent intervenir simultanément.

([1]) *Bull. Soc. Ét. Sci. Nat. de Nîmes*, 35e année, 1907, p. 14-20.

([2]) *Proc. Hawaiian Ent. Soc.*, 7, 1929, p. 279-280.

W. Eichler (1938) a obtenu plusieurs femelles adultes d'une ponte parthénogénétique du *Phlugiola dahlemica* n. sp. ([3]).

Telles quelles, ces observations suffisent à démontrer l'existence d'une reproduction parthénogénétique chez les *Tettigoniidæ*. Mais, comme les quatre espèces nommées sont des espèces dont le mâle n'a jamais été rencontré dans la nature, il reste à prouver que la parthénogenèse existe aussi chez les espèces bisexuées, et à analyser le développement de l'œuf normal non fécondé.

Le premier point a été établi en 1933, au cours d'un élevage de *Drymadusa fletcheri* Burr., espèce bisexuée, commune en Chine. Des œufs provenant de femelles séquestrées à Taming (Ho-Peh), sont sorties des larves dont plusieurs ont atteint le stade d'imago.

L'étude de l'embryogénie parthénogénétique a été faite sur le *Leptophyes punctatissima* Bosc; en voici un bref résumé.

Les femelles du *L. punctatissima* séquestrées avant maturité ont, en dépit de leur apparence vigoureuse, une fécondité réduite ou nulle. Dans les cas les plus favorables, la moyenne de la ponte a été de 18 œufs. La ponte s'effectue en deux périodes d'inégale longueur : elle débute vers le milieu de septembre, mais s'arrête aussitôt pour reprendre au bout d'une quinzaine de jours. Tous les œufs se développent, mais, seuls, les œufs du premier lot parviennent au terme de leur développement.

Au moment de la ponte, le noyau de l'oocyte se trouve sur le bord convexe de l'œuf (face dorsale chez les *Phaneropterinæ*), à peu près à égale distance des deux pôles. C'est là que s'opèrent les deux divisions de maturation : la première est achevée 24 heures après la ponte; la seconde, 12 heures plus tard. Les globules polaires ne sont pas expulsés et dégénèrent sur place. A peine constitué, le noyau de l'œuf se divise, parfois tout à côté des globules polaires, mais le cytoplasme qui englobe les deux masses télophasiques demeure indivis, et deux faits permettent de croire que leur fusion suit de très près leur division : 1° l'apparition d'un noyau volumineux à la place qu'elles occupaient; 2° le nombre diploïde des chromosomes dans les éléments qui proviennent de la division de ce noyau.

Comme dans l'œuf fécondé, le blastoderme embryonnaire s'organise sur la face rectiligne ou ventrale de l'œuf, au niveau de l'appareil micropylaire.

([3]) Lebensraum und Lebensgeschichte der Dahlemer Palmenhauschrecke *Phlugiola dahlemica* nov. spec. (Orthopt. Tettigoniid.). Inaug. Dissert., Neubrandenburg, 1938.

L'ébauche embryonnaire, visible au bout d'une dizaine de jours, suit une évolution régulière. Les plaques équatoriales des neuroblastes de l'embryon sur le point d'accomplir sa rotation, comptent 32 chromosomes dont 2 hétérochromosomes en V. Cette formule, du type XX, est la formule caractéristique des femelles normales du *L. punctatissima*. Tous les embryons sont du sexe femelle.

EMBRYOGÉNIE. — *Le plexus choroïde de l'ours nouveau-né* (Ursus arctos). Note [1] de M. WALTHER RIESE, présentée par M. Louis Lapicque.

J'ai démontré récemment que l'évolution du plexus choroïde des ventricules latéraux ne se fait pas exactement sur le même modèle que celle du plexus du 3e et du 4e ventricule [2] : tandis que chez un embryon humain de 9^{cm}, le dernier apparaît sous forme de bourgeons et de villosités, le plexus choroïde des ventricules latéraux représente encore un vaste terrain de tissu conjonctif embryonnaire encadré d'une assise unique de cellules épithéliales. D'autre part, on sait qu'au moment de la naissance, le cerveau de l'ours (*Ursus arctos*) est encore tout à fait embryonnaire : sa surface externe est lisse [3] et la structure histologique de sa paroi hémisphérique correspond à celle d'un embryon humain âgé de 4 mois [4]. *Le plexus choroïde des ventricules latéraux d'un ours nouveau-né qui a vécu 24 heures, correspond exactement à celui d'un embryon humain âgé de 4 mois.* Sur des coupes sagittales passant par tout l'hémisphère (et colorées d'après la méthode de Nissl), on constate les caractères suivants : l'épithélium consiste en une assise unique de cellules dont le corps protoplasmique est très pâle, presque incolore, mais bien délimité. Le noyau est assez grand, de contour différent, mais en général arrondi, très foncé et pourvu de un ou plusieurs nucléoles encore plus foncés. La majeure partie des cellules de l'épithélium a subi une modification très caractéristique : le noyau devient plus grand, *gonflé*, il perd sa substance chromatophile et dans les modifications les plus accusées, seuls un ou deux petits nucléoles foncés peuvent être distingués sur un fond complètement incolore, par ailleurs toujours bien délimité par une membrane nucléaire; ces nucléoles se trouvent à la péri-

(1) Séance du 30 janvier 1939.
(2) *Archives Suisses de Neurologie et de Psychiatrie*, 42, 1, 1938, p. 187.
(3) V.-R. ANTHONY, *Anatomie comparée du Cerveau*, Paris, 1928.
(4) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1834.

phérie du noyau. Par leur gonflement les noyaux atteignent parfois des dimensions énormes.

Il n'est pas douteux que le corps protoplasmique est, lui aussi, gonflé, et, à certains endroits même, considérablement. Le stroma est très pauvre en éléments cellulaires; on distingue des éléments fusiformes aux extrémités étirées et des éléments ronds, grands, aux noyaux clairs pourvus de un ou plusieurs nucléoles et avec un corps protoplasmique prenant une teinte légèrement rose (ces derniers éléments sont moins nombreux). *L'organisation du plexus des ventricules latéraux d'un ours nouveau-né qui a atteint une durée de vie de trois jours est beaucoup plus avancée que celle du même plexus d'un ours qui n'a vécu que 24 heures*. Cette constatation est en parfait accord avec la structure histologique de la paroi hémisphérique, structure encore plus embryonnaire chez l'individu plus jeune ([5]). Sur des coupes horizontales passant par le foramen intraventricularе cerebri de l'individu plus âgé, *on ne voit pas seulement des villosités* (bien qu'encore peu nombreuses), *mais aussi des traînées et de véritables membranes épithéliales* traduisant sans doute la croissance accélérée et même précipitée de l'épithélium, et ceci encore en accord avec la maturation précipitée des éléments constitutifs de la paroi hémisphérique ([5]). Le corps protoplasmique des cellules épithéliales du plexus télencéphalique de l'ours nouveau-né qui a vécu trois jours est clair, d'une teinte légèrement rose, il se colore d'une façon diffuse, sa structure est granuleuse. Le noyau est plus foncé que celui des mêmes éléments de l'individu plus jeune, il est grand, polygonal, pourvu de un ou plusieurs nucléoles très foncés et occupe parfois une position excentrique. Des formes gonflées et particulièrement claires persistent au stade examiné.

Le caractère essentiel du stroma du plexus télencéphalique de l'ours nouveau-né qui a vécu 3 jours est *l'abondance de vaisseaux néoformés*. Ceux-ci sont tellement nombreux que le tableau rappelle celui des angiomes, d'autant plus que les vaisseaux apparaissent sous forme de petits fragments parfois courbés; mais il y a aussi des vaisseaux à grand calibre. Notons enfin qu'à ce stade évolutif *le plexus choroïde du* 3e *et du* 4e *ventricule apparaît sous forme de villosités bien formées*. Quelques noyaux clairs, grands et gonflés, persistent au niveau du plexus diencéphalique de l'individu qui a vécu 3 jours, mais, sauf une richesse plus grande en substance chromatophile, les cellules épithéliales du plexus du 3e et du 4e ven-

---

([5]) *Proceedings Koninkl. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam* (sous presse).

tricule ne se distinguent guère fondamentalement de celles du plexus télencéphalique du même individu.

Des modifications des éléments épithéliaux des plexus choroïdes analogues aux modifications décrites ci-dessus ont été constatées par R. Noël et H. Accoyer ([6]) chez le rat nouveau-né. Ces faits parlent en faveur d'une hypothèse ([7]) qui admet un changement de fonction du plexus lors du passage de l'état intrautérin à l'état extrautérin. Or, le cerveau du rat est au moment de la naissance aussi quelque peu embryonnaire ([8]) (bien que *beaucoup* moins que celui de l'ours). Il serait à examiner si le comportement histologique du plexus choroïde, en particulier de ses éléments épithéliaux, serait en rapport régulier avec l'état plus ou moins embryonnaire du cerveau de l'espèce envisagée, au moment de la naissance.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Observations nouvelles sur des phénomènes biologiques d'oxydation et de réduction.* Note de M. **Jules Wolff**, présentée par M. Maurice Javillier.

J'ai observé un phénomène d'oxydation, notamment de l'orcine ([1]), dû à l'influence combinée des rayons solaires, ou d'une source de lumière blanche (ampoule électrique), et d'une sensibilisatrice contenue dans les plantes vertes et extractible par le benzène ou l'éther de la matière première sèche (pois verts, feuilles de marronnier.) La chlorophylle, le carotène, les xanthophylles ne jouissent pas de cette propriété. Ce travail paraît démontrer l'existence dans la lumière blanche de radiations particulièrement aptes à provoquer l'oxydation. Les rayons jaunes, orangés et rouges sont les plus actifs. Les rayons ultraviolets (lampe à vapeur de mercure) sont sans action. En soustrayant l'orcine oxydée à l'action des rayons solaires par interposition de corps opaques, on observe une réduction très rapide, mais si l'on éloigne aussitôt l'obstacle, une nouvelle oxydation réapparaît.

([6]) *C. R. Soc. Biol.*, **90**, 1924, p. 772 et 1253.

([7]) H. Schmid, *Ztschr. f. mikr.-anatom. Forschung*, **16**, 1929, p. 413.

([8]) Addison, *J. of Compar. Neurology*, **21**, 1911, p. 459.

([1]) L'orcine s'oxyde facilement dans diverses circonstances; j'ai, il y a longtemps, publié mes observations sur ce sujet. *Ann. Inst. Pasteur*, **27**, 1913, n° 7, p. 554, et *Comptes rendus*, **148**, 1909, p. 500 et 948; **149**, 1909, p. 467.

Il y a donc deux phénomènes à considérer : 1° l'oxydation réalisée sous l'influence des radiations jaunes, orangées, rouges et de la sensibilisatrice; 2° la réduction, dont le processus nous échappe, au moins partiellement.

L'oxydation s'observe le mieux en imprégnant du papier à filtre de la solution benzénique. Le benzène s'évapore rapidement et le papier retient la sensibilisatrice. On humecte alors le papier de quelques gouttes d'une solution d'orcine (2 à 4 pour 100). En exposant ce papier humide aux rayons solaires, on le voit rougir, puis passer au rouge brun, au bout de quelques minutes. Si, toutes choses égales d'ailleurs, on opère dans le vide, le papier ne rougit pas. Il faut donc écarter toute idée d'une intervention purement oxydasique, puisque la réaction n'a lieu ni à l'obscurité, ni à la lumière diffuse. La composition du papier joue un rôle important dans nos expériences. Avec du papier ordinaire, dont le pouvoir adsorbant est faible, on n'observe rien. Si l'on a recours à du papier-filtre, comme nous l'avons fait plus haut, le phénomène se manifeste nettement. Avec du papier buvard, la réaction est plus intense et elle peut varier suivant l'origine de ce papier. L'humidité est un facteur indispensable à la réussite des expériences. Dans le phénomène de réduction, la sensibilisatrice n'intervient pas, comme je m'en suis assuré.

Voici, résumée, une série d'expériences faites en juin.

1° Un carré de papier préparé et humide est exposé au soleil. On place au même moment sur celui-ci une pièce de nickel trouée et après 10 minutes, lorsque le papier a rougi, on retire la pièce. On a, alors, la reproduction fidèle de celle-ci sur le papier. La partie découverte est colorée et la partie couverte est restée blanche.

2° On fait agir les rayons solaires sur le papier préparé jusqu'à l'obtention d'une teinte très accusée; on place alors sur ce papier uniformément coloré, la même pièce de nickel. Au bout de 5 à 6 minutes, on retire la pièce et l'on observe le même résultat que plus haut. Tout est réduit, sauf la partie restée exposée au soleil. La réduction se produit également à la lumière diffuse. A l'obscurité elle est plus lente.

3° Si dans l'expérience n° 2, on remplace la pièce de nickel par d'autres métaux de même épaisseur (aluminium, plomb, argent), on obtient les mêmes résultats en ce qui concerne la vitesse du phénomène. D'autres corps opaques (bois, carton, os etc.) agissent de la même façon.

4° Un poids creux en fer est placé sur le papier coloré par oxydation et encore légèrement humide. On expose au soleil pendant un quart d'heure, puis on retire le poids. On constate alors sur le papier la reproduction

fidèle de la partie interne du poids. Les creux sont figurés par une zone moins colorée que les parties restées exposées au soleil et les contours par une zone incolore.

Le phénomène de réduction ou de décoloration est susceptible d'être étendu à d'autres matières colorantes et revêt ainsi un caractère de généralité remarquable.

J'insiste enfin sur ce fait important que les corps opaques ne sont pas indispensables pour que se réalise le phénomène de réduction; on obtient les mêmes résultats à l'aide de fines lamelles de verre, lorsqu'on expose le système soit à la lumière diffuse, soit à celle d'une ampoule électrique, soit à l'obscurité. Une température de 30 à 40°C. favorise sa production. Sa cause initiale semble donc être une action de contact entre deux surfaces planes dont l'une est constituée par le papier coloré et l'autre par l'objet opaque ou transparent placé à sa surface.

SÉROTHÉRAPIE. — *De la sérothérapie antitétanique par voie cutanée.* Note [1] de M. **Alexandre Besredka**, présentée par M. Antonin Gosset.

Dans son rapport à l'Académie de Médecine (14 avril 1931), M. Gosset cite des cas montrant combien les indications de la sérothérapie antitétanique sont parfois déconcertantes.

Il est évident que le problème ne présenterait pas la même acuité si l'on pouvait administrer du sérum de manière à le rendre pratiquement inoffensif.

Nos premières tentatives dans cet ordre d'idées remontent à plus de trente ans [2]; elles ont abouti au procédé des injections subintrantes des doses progressivement croissantes. Ce procédé, aujourd'hui universellement adopté, permet de parer au choc anaphylactique immédiat.

Depuis, nous avons essayé, avec plusieurs de nos collaborateurs, de réduire les inconvénients sériques, en substituant aux injections *sous la peau* des applications du sérum *sur la peau*. Rappelons à cet égard nos premières expériences sur le Cobaye, en collaboration avec Nakagawa [3],

---

[1] Séance du 23 janvier 1939.
[2] *Annales Institut Pasteur*, 21, 1907, p. 950.
[3] *Annales Institut Pasteur*, 41, 1927, p. 607.

confirmées dans la suite par Urbain [4], celles de Bardach [5] sur le Lapin, enfin les expériences récentes de Urbain, Bullier et Nouvel [6] sur le Mouton et le Cheval. Chez tous ces animaux, le sérum antitétanique, appliqué sur la peau, surtout sous forme de crême en friction, n'a pas manqué d'excercer une influence favorable sur le tétanos.

Dans une nouvelle série d'expériences, faite ces temps derniers, nous avons modifié la technique : afin de favoriser davantage la pénétration du sérum dans l'économie, nous l'appliquons maintenant, sous forme de pansements humides, *sur la peau préalablement scarifiée.*

Voici une de ces expériences :

Trois Cobayes fraîchement rasés sont scarifiés sur une petite étendue, puis pansés au sérum antitétanique, dilué à moitié d'eau physiologique.

Deux Cobayes sont pansés dans les mêmes conditions, sans être scarifiés.

Deux Cobayes servent de témoins.

A tous ces Cobayes, 24 heures après l'application des pansements, il est injecté sous la peau, 1/100000e de centimètre cube de toxine tétanique [7], soit une dose légèrement supérieure à la mortelle.

Voici quel fut le résultat de cette expérience : les deux Cobayes témoins ont présenté des symptômes tétaniques fort accusés déjà 48 heures après l'injection ; ils sont morts dans la nuit.

Les deux Cobayes, pansés au sérum antitétanique et non scarifiés, sont morts après 3 et 7 jours.

Les trois Cobayes, pansés au sérum après scarification préalable, n'ont pas présenté le moindre symptôme tétanique.

Donc, le sérum antitétanique, appliqué sur la peau rasée et scarifiée, permet aux Cobayes de résister à une dose simplement, mais sûrement mortelle de toxine. Les détails de ces expériences seront décrits dans un autre Recueil.

Si la perméabilité de la peau à l'égard de l'antitoxine est chez l'Homme du même ordre que chez les animaux d'expériences, on aurait intérêt à

---

(4) *Annales Institut Pasteur*, **49**, 1932, p. 103.

(5) *C. R. Soc. Biol.*, **120**, 1935, p. 612.

(6) *C. R. Soc. Biol.*, **121**, 1936, p. 813.

(7) Nous devons la toxine tétanique à l'obligeance de notre collègue Prévot; elle tuait le cobaye de 350^g, en injection sous-cutanée, à la dose de 1/150000e de centimètre cube.

employer le sérum antitétanique en pansements là où l'on hésite à s'en servir en injections.

L'emploi local du sérum est justifié par la persistance des spores et des bacilles tétaniques au niveau de la plaie, c'est-à-dire par le caractère local du tétanos au début. La sérothérapie cutanée a l'avantage de pouvoir être mise en œuvre, par le patient ou par son entourage, aussitôt après l'accident, avant l'arrivée du médecin, lequel jugera de l'opportunité de compléter le pansement par une injection sous-cutanée ou intraveineuse de sérum. Enfin, ce traitement assure l'impunité au point de vue du choc anaphylactique, alors même que, pour éviter le tétanos tardif, on serait obligé de de renouveler ces pansements.

La séance est levée à 15^{h}30^{m}.

E. P.

ERRATA.

—

(Séance du 9 janvier 1939.)

Note de M. *Georges Déchêne*, Sur un nouveau type de cellules photo-électriques :

Page 96, ligne 9 en remontant, *au lieu de* 2357 Å, *lire* 2537 Å.

(Séance du 16 janvier 1939.)

Note de M. *Jean Reboul*, Théorie générale de l'action des rayons X sur les éléments biologiques :

Page 230, dernière ligne, et page 231, ligne 2, *au lieu de* $[1 - F(\beta, q)]$, *lire* $[1 - F(\beta_q)]$.

(Séance du 30 janvier 1939.)

Note de M. *Maurice E. Nahmias*, Émission probable de mésotons dans certaines catastrophes nucléaires :

Pages 339 et 340, rétablir comme suit les références bibliographiques : (1) *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 31, 1935, p. 99. — (2) *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 17, 1935, p. 48 et suivantes. — (3) Paul Ehrenfest et Fréon, *Journ. de Phys.*, 9, 1938, p. 529.